



TITLE:

# WT-2トカマクにおける電子サイクロトロン電流駆動( Dissertation\_全文)

AUTHOR(S):

安藤, 晃

---

CITATION:

安藤, 晃. WT-2トカマクにおける電子サイクロトロン電流駆動. 京都大学, 1987, 理学博士

ISSUE DATE:

1987-01-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.k3634>

RIGHT:

---

# 学位申請論文

---

---

安藤 晃

---

## 内容要旨

WT-2 トカマクにおいて、オーミック加熱 (OH) プラズマに、電子サイクロトロン (EC) 周波数領域の RF パワー  $P_{EC}$  を印加した結果、EC 波のみによってプラズマ電流を保持、増加させることが出来た。この時、外部からの OH 入力は遮断しており、ループ電圧  $V_L$  も零であることから、プラズマ電流は EC 駆動電流のみによって保持されている。EC 波印加と同時に、初期 OH プラズマ中に存在していた超熱電子が強く EC 加熱されており、また初期に超熱電子がない時には電流が駆動されなかったことから、この超熱電子の EC 加熱により駆動電流が生成されたと考えられる。

また、プラズマ電流は EC 共鳴によって作られたプラズマ (ECR プラズマ) においても生成された。この2つのタイプのプラズマ、即ち、OH プラズマと ECR プラズマでは、電子の速度分布関数は磁力線に沿って非対称、

となっており、このような速度分布の電子群が入射 EC 波の非対称かつ準線形サイクロトロン共鳴吸収を引き起こし、クーロン衝突周波数が減少する結果としてプラズマ電流が形成されると解釈される。この過程は、EC 波のエネルギー入力による電流駆動法として、理論的に提唱されていたが、本実験によって初めて検証されたものである。

トカマクプラズマではトロイダル磁場の強度が空間的に変化するため、ドップラー効果を考慮するとサイクロトロン共鳴層の両側で EC 共鳴する電子の進行方向が逆転している。このため EC 波による駆動電流の向きも逆転し、互いに相殺してしまう（相殺効果）ので、全体としてはプラズマ電流は生成されない。そこで本実験では初期プラズマに非対称速度分布を持つプラズマを生成し、それに ECW を印加して ECCD を行うことに成功した。

本実験で得られた EC 電流駆動効率  $\eta = \frac{I_p \cdot n_e \cdot R}{P_{EC}}$



は 約  $1 \times 10^{-4}$  ( $10^{20} \text{ m}^{-2} \text{ kA/kW}$ ) であった。これは理論値よりも小さい値となっていたが理由は不明である。

また、低域混成波 (LHW) による電流駆動プラズマ中に EC 波を印加し、LH 波と EC 波の複合電流駆動実験も WT-2 で行われた。LH 波と共鳴し、駆動電流を荷う高速電子を EC 加熱すると、RF 駆動電流はさらに増加した。EC 波印加による駆動効率の増加もやはり、LH 波によって形成された磁気線方向に非対称な電子速度分布が、EC 波の非対称な吸収を引き起こした結果だと考えられる。特に、高速電子加熱時には、相対論効果による EC 共鳴層の高磁場側へのずれも観測された。

# 目次

	頁
第一章 はじめに	1-1
第二章 電子サイクロトロン波 (ECW) の理論	
§ 2-1 冷たいプラズマ中での ECW	
2-1-1 波の分散式	2-1
2-1-2 波の偏波と粒子の運動	2-7
2-1-3 波の遮断と共鳴	2-8
2-1-4 電子サイクロトロン波	2-10
2-1-5 CMA ダイアグラム	2-12
2-1-6 トカマクプラズマ中の ECW の伝播	2-14
§ 2-2 熱いプラズマ中での ECW	
2-2-1 熱いプラズマでの分散式	2-18
2-2-2 ECW の共鳴と吸収	2-22
2-2-3 電子バーンシュタイン波	2-28
§ 2-3 ECW の軌道と吸収	2-33
第三章 電子サイクロトロン波による 電流駆動の理論	

§ 3-1 非誘導電流駆動 3-1

§ 3-2 ECWによる電流駆動 3-7

## 第四章 実験装置

§ 4-1 WT-2 トカマクと計測装置 4-1

§ 4-2 RF加熱装置と立体回路系 4-5

## 第五章 実験結果

§ 5-1 OHプラズマにおける EC CD 5-1

§ 5-2 ECRプラズマにおける EC CD 5-11

§ 5-3 LHCDプラズマにおける EC CD 5-15

## 第六章 実験結果に対する考察

§ 6-1 OHプラズマ及び ECRプラズマ  
における EC CD

6-1-1 EC CD の機構 6-1

6-1-2 EC CD の効率 6-7

6-1-3 MHD 平衡 6-9

§ 6-2 LHCDプラズマにおける EC CD

6-2-1 EC 共鳴条件における相対論効果 6-11

6-2-2 ECWとLHWとによる

6-13

複合電流駆動の効率

第七章 まとめ

7-1

5

謝 辞

参考文献

R-1

10

図の説明

F-1

図

15

5

10

15



## 第一章

## はじめに

現在、核融合開発に関連し、世界各国で高温プラズマの発生と閉じ込め実験が精力的に進められているが、その中でも特に注目を集めているのがトカマク型磁気閉じ込め装置である。現在、TFTR（アメリカ）、JET（ヨーロッパ連合）、JT-60（日本）の3大型トカマク装置が稼働しており、核融合臨界条件を達成すべく実験が進められている。

トカマク装置は、外部コイルによって作られたトロイダル磁場と、プラズマ自身で電流を流して作るポロイダル磁場とにより、プラズマを閉じ込める装置である。現在は、トランスポート、即ち誘導電場によってプラズマ電流を流し、プラズマを閉じ込め、加熱しているが、この方式では運転がパルス的に行われると得ず、放電開始、終了時における容器壁の熱疲労等、パルス運転に伴う多くの問題点が懸念されている。

そこで、非誘導方式によって定常的にプラズマ電流を流すことが必要不可欠とされ、研究が進められてきた。その方法として、現在最も有望視され、かつ実験的にも多くの成功をおさめているのが高周波によるプラズマ電流駆動である。

なかでも、低域混成波 (Lower Hybrid Wave) を用いた電流駆動 (LHCD) は世界中の装置で実証され、理論的にも多くの研究が行われている。<sup>[1-20]</sup>

LHCD 実験は、最初 JFT-2 トカマクで行われた<sup>[2]</sup>。この実験では、プラズマ中に単一方向に進行する LHW を印加すると、プラズマの電流値は変化せず、ループ電圧  $V_L$  の減少が観測された。この  $V_L$  の減少は、もともと流れていた誘導電場による電流  $I_{OH}$  の一部が、LHW によって駆動された電流  $I_{RF}$  に置き換わったためだと考えられた。同様な  $V_L$  の減少は他のトカマク、WT-2<sup>[3]</sup>、JIPPT-II<sup>[4]</sup>、Versator II<sup>[5]</sup>、PETULA-B<sup>[6]</sup>でも観測された。

LHCDの第2段階の実験は、LH駆動電流のみによるプラズマ電流保持である。この実験はWT-2で初めて行われ、そこでは、 $I_{OH}$ が $I_{RF}$ に完全に置き換わり、LH波が続く限り電流が保持された。<sup>[28]</sup> 同様な実験、即ち $V_L=0$ ,  $I_p = I_{RF} = \text{一定}$  (フラットトップ放電) のプラズマは、PLT<sup>[9]</sup>, Alcator C<sup>[10]</sup>, Versator II<sup>[11]</sup>, ASDEX<sup>[12]</sup>でも得られた。さらに印加RFパワーを上げることにより駆動電流が時間的に増加していく放電 (ランプアップ放電) もPLT<sup>[13]</sup>において行われた。

LHCD実験の第3段階は誘導電場を全く用いず、RFだけでトカマクプラズマを立ち上げ保持する実験である。この実験も世界<sup>15</sup>で初めてWT-2で行われた。<sup>[4,15]</sup> 初期プラズマを電子サイクロトロン共鳴 (ECR) で生成し、そこにLH波を印加し、電流を立ち上げ、プラズマを保持した。(これをRFトカマクと呼ぶ。) その後、JIPPT-IIU<sup>[16]</sup>, PLT<sup>[17]</sup>でもRFのみによるトカマクプラズマの生成保持実験

が行われ、特に PLT では 100 kA ものプラズマ電流が RF のみによつて生成された。

一方、他の非誘導 RF 電流駆動方式も理論的に提唱されている。<sup>[1, 20-26]</sup> Fisch と Boozer<sup>[20]</sup> は、RF による電流駆動では、波の持つ運動量をプラズマ中の電子やイオンに与える方法だけでなく<sup>[8, 19]</sup>、波のエネルギーを与えることによつても電流が駆動されることを示した。<sup>[20-26]</sup>

LHC D は、LH 波の準線形ランダウ減衰により波の持つ運動量をプラズマの高速電子に与え電流を駆動する方法であり前者に属する。一方、電子サイクロトロロン波による電流駆動 (EC C D) は後者に属する駆動方法である。これは、磁力線に沿つて、ある一方向に進む電子のみをサイクロトロロン加熱すると、電子は、そのエネルギー上昇に伴いイオンとのクーロン衝突が減じ、その方向に流れやすくなる。即ち、磁力線に沿つて非対称な電子加熱を行えば、非対称な抵抗が生じ、その結果、電流が生じるものである。



$ECCD$  と  $LHCD$  は同じ  $RF$  電流駆動方式でありながら、その駆動機構は、 $ECCD$  では波のエネルギーを、 $LHCD$  では波の運動量を与えることによるし、また、波の吸収機構は、 $ECCD$  はサイクロトロン減衰、 $LHCD$  はランダウ減衰であるなど著しい対比を示すにもかかわらず、第3章に示すようにその電流駆動効率ほぼ同じである。さらに、 $ECCD$  はその共鳴条件の単純性、プラズマへの近接性の良さなどから電流の分布制御にも応用でき、トカマクプラズマの高 $\beta$ 化、 $MHD$ 安定化にも役立つ。このように、 $ECCD$  は物理的に非常に興味深く、尚かつ重要な現象であるが、これまで実験ほとんど行われていなかった。わずかに Tosca<sup>[27]</sup> において  $EC$  波印加により プラズマ電流の小さな増加が認められた報告があるだけである。

この論文では、 $WT-2$  トカマクにおいて、世界で初めて行われた  $ECCD$  実験について述べる。

本実験では、オーミック加熱により生成したプラズマに EC 波を印加し、EC 波のみによって  $V_L = 0$ ,  $I_p = I_{RF} = \text{一定}$  のフラットトップ放電、さらに入カパワーを上げ、ランプアップ放電を得た。また、ECR プラズマでのトロイダル電流生成実験を行った。さらに、LHCD プラズマに EC 波を印加し、電流増加を観測した、LH 波と EC 波とによる複合電流駆動実験についても述べる。

本論文の構成は次の通りである。

第二章 電子サイクロトロニ波の理論

第三章 電子サイクロトロニ波による電流駆動の理論

第四章 実験装置

15 第五章 実験結果

§5.1 OH プラズマにおける EC CD

§5.2 ECR プラズマにおける EC CD

§5.3 LHCD プラズマにおける EC CD

第六章 実験結果に対する考察

第七章 まとめ

## 第二章 電子サイクロトロン波(ECW)の理論

### § 2-1 冷たいプラズマ中での ECW

#### ◎ 2-1-1 波の分散式

プラズマ中における電磁波の伝播を考える時、粒子の熱運動を考慮しない ( $T_i = T_e = 0$ ) 近似 (Cold Plasma Approximation) を用いることは有用である。<sup>[28]</sup> 実際、局所的な屈折率  $N (= \frac{c}{v_{ph}})$  が大きくなければ (即ち共鳴点から十分離れていれば)、これは粒子の熱運動を伴ったプラズマ中での波の伝播のよい近似となっている。

特に、実際のトカマクプラズマではトロイダル磁場やプラズマ密度がプラズマ内で一様でないため、その中での波動の伝播、遮断、共鳴を考えるのに有効な手段である。

さていま、粒子の熱運動を無視すると、静磁場  $B_0$  中での各種の単一荷電粒子の運動方程式は、

$$m_k \frac{d\mathbf{v}_k}{dt} = q_k (\mathbf{E} + \mathbf{v}_k \times \mathbf{B}) \quad (2.1.1)$$

ここで  $B = B_0 + B_1$  として、 $v_k, E_1, B_1$  は 1 次の微小量であり、 $\exp i(k \cdot r - \omega t)$  の形で変化するものとする。このプラズマ粒子の運動によって生じる電流  $j$  は

$$j = \sum_k n_k q_k v_k \quad (2.1.2)$$

今、プラズマ中の電気変位  $D$ 、及び電流  $j$  は、電場  $E$  と電気分極  $P$  を用いて

$$D = \epsilon_0 E + P = \epsilon_0 \vec{K} E \quad (2.1.3)$$

$$j = \frac{\partial P}{\partial t} = \vec{\sigma} E \quad (2.1.4)$$

ここで、 $\vec{K}$  は誘電率テンソル (Dielectric tensor)、 $\vec{\sigma}$  は導電率テンソル (Conductivity tensor) である。

一方、マクスウェル方程式は、

$$\text{rot } E = - \frac{\partial B}{\partial t} \quad (2.1.5)$$

$$\text{rot } H = \frac{1}{\mu_0} \text{rot } B = j + \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{\partial D}{\partial t} \quad (2.1.6)$$

これらの式を線形化すると、

$$-i\omega m_k v_k = q_k (E_1 + v_k \times B_0) \quad (2.1.7)$$

$$i k \times E = i\omega B \quad (2.1.8)$$

$$i k \times B = \mu_0 j - i \frac{\omega}{c^2} E = -i \frac{\omega}{c^2} \vec{K} E \quad (2.1.9)$$

(2.1.9) と (2.1.4) 式を用いると、

$$\vec{K} = \vec{I} + \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \vec{\sigma} \quad (2.1.10)$$



Z 軸を  $B_0$  の方向にとった座標系を用いると、

(2.1.1) は、

(2.1.11)

$$\begin{pmatrix} v_{kx} \\ v_{ky} \\ v_{kz} \end{pmatrix} = \frac{i}{B_0} \begin{pmatrix} \frac{\Omega_k \omega}{\omega^2 - \Omega_k^2} & i \frac{\Omega_k^2}{\omega^2 - \Omega_k^2} & 0 \\ -i \frac{\Omega_k^2}{\omega^2 - \Omega_k^2} & \frac{\Omega_k \omega}{\omega^2 - \Omega_k^2} & 0 \\ 0 & 0 & i \frac{\Omega_k}{\omega B_0} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}$$

ここで  $\Omega_k$  は各種粒子のサイクロトロン周波数

$$\text{で、} \quad \Omega_k = \frac{q_k B_0}{m_k} \quad \left( \begin{array}{l} \text{イオンの時 正值} \\ \text{電子の時 負値} \end{array} \right) \quad (2.1.12)$$

(2.1.2), (2.1.4), (2.1.10), (2.1.11) より、

$$\vec{K} = \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix} \quad (2.1.13)$$

ここで、

$$S = 1 - \sum_k \frac{\omega_{pk}^2}{\omega^2 - \Omega_k^2} \quad (2.1.14)$$

$$D = - \sum_k \frac{\omega_{pk}^2}{\omega^2 - \Omega_k^2} \cdot \frac{\Omega_k}{\omega} \quad (2.1.15)$$

$$P = 1 - \sum_k \frac{\omega_{pk}^2}{\omega^2} \quad (2.1.16)$$

また、便宜の為、次の量を定義する。

$$R = S + D = 1 - \sum_k \frac{\omega_{pk}^2}{\omega^2} \frac{\omega}{\omega + \Omega_k} \quad (2.1.17)$$

$$L = S - D = 1 - \sum_k \frac{\omega_{pk}^2}{\omega^2} \frac{\omega}{\omega - \Omega_k} \quad (2.1.18)$$

$$\text{ここで、} \quad \omega_{pk}^2 = \frac{n_k q_k^2}{\epsilon_0 m_k} \quad (2.1.19)$$

は、各種粒子のプラズマ周波数である。

一方、(2.1.8), (2.1.9) より  $B$  を消去すると、

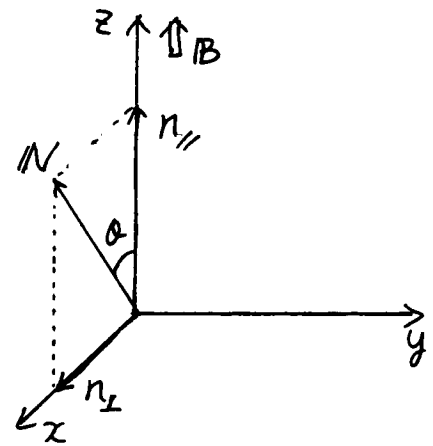
$$\nabla \times (\nabla \times E) + \frac{\omega^2}{c^2} \vec{K} E = 0 \quad (2.1.20)$$

ここで、屈折率ベクトル (refractive index vector)

$N = \frac{kc}{\omega}$  を用いれば、

$$N \times (N \times E) + \vec{K} E = 0 \quad (2.1.21)$$

今、右図のように、 $N$  が  
 $xz$  面内にあるように  $x$  軸  
 をとり、 $N$  と  $B_0$  とのなす角  
 を  $\theta$  とすれば、



$$N = (n \sin \theta, 0, n \cos \theta) = (n_{\perp}, 0, n_{\parallel})$$

と書ける。(2.1.21) は、

$$\begin{pmatrix} S - n^2 \cos^2 \theta & -iD & n^2 \cos \theta \sin \theta \\ iD & S - n^2 & 0 \\ n^2 \cos \theta \sin \theta & 0 & P - n^2 \sin^2 \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \quad (2.1.22)$$

自明でない解は、この行列式  $= 0$  のとき得られる。これが波の分散式であり、プラズマ中を伝播する波の分散関係を与える。この式を  $n^2$  で整理して書くと、

$$A n^4 - B n^2 + C = 0 \quad (2.1.23)$$

$$A = S \sin^2 \theta + P \cos^2 \theta \quad (2.1.24)$$

$$B = RL \sin^2 \theta + PS (1 + \cos^2 \theta) \quad (2.1.25)$$

$$C = PRL \quad (2.1.26)$$

また、 $n_{\perp}^2$  で整理して書くと、

$$a n_{\perp}^4 - b n_{\perp}^2 + c = 0 \quad (2.1.27)$$

$$a = S \quad (2.1.28)$$

$$b = RL + PS - (P+S) n_{\parallel}^2 \quad (2.1.29)$$

$$c = P(RL - 2S n_{\parallel}^2 + n_{\parallel}^4) \quad (2.1.30)$$

$$= P(n_{\parallel}^2 - R)(n_{\parallel}^2 - L) \quad (2.1.31)$$

(2.1.23) の解は、

$$n^2 = \frac{B \pm F}{2A}, \quad F^2 = B^2 - 4AC \quad (2.1.32)$$

$$= (RL - PS)^2 \sin^4 \theta + 4P^2 D^2 \cos^2 \theta$$

又は書きなおして、

$$\tan^2 \theta = \frac{-P(n^2 - R)(n^2 - L)}{(Sn^2 - RL)(n^2 - P)} \quad (2.1.33)$$

これからわかるように、プラズマ中を伝播する波には、伝播角に対して2つのモードが存在する。その位相速度の大小に従って、速進波 (fast wave), 遅延波 (slow wave) と呼ばれる。(2.1.32) でわかるように  $F^2 \geq 0$  なので、伝播角が変わってもこの位相速度の大小関係は変わら

ない。特に、 $\theta = 0, \frac{\pi}{2}$  のとき、この2つのモードはそれぞれ次のような簡単な分散式で書ける。

1.  $\theta = 0$  (磁力線に平行に伝播する波) のとき、(2.1.33) より  $P(n^2 - R)(n^2 - L) = 0$  だから、

$P = 0$  : ランジュア波

$n^2 = R$  : R波

$n^2 = L$  : L波

また、(2.1.23)~(2.1.26) より

$$A = P, \quad B = 2PS, \quad C = PRL, \quad F^2 = 4P^2D^2$$

$$\text{故に、} \quad n^2 = S \pm \frac{|PD|}{P} = \frac{1}{2} \{ (R+L) \pm \frac{|P|}{P} |R-L| \}$$

この式より、波が  $P=0$  を横切り、 $P$  の荷号が変わる時、又は  $D$  の荷号が変わる時 ( $R=\infty$  又は  $L=\infty$  の所) で R波とL波とが入れかわる。

2.  $\theta = \frac{\pi}{2}$  (磁力線に垂直に伝播する波) のとき、(2.1.33) より  $(Sn^2 - RL)(n^2 - P) = 0$  より、

$n^2 = P$  : 正常波 (ordinary wave)

$n^2 = \frac{RL}{S}$  : 異常波 (extraordinary wave)

$$\text{この時、} \quad A = S, \quad B = RL + PS, \quad C = PRL, \quad F^2 = (RL - PS)^2$$

$$\text{故に、} \quad n^2 = \frac{1}{2S} \{ (RL + PS) \pm |RL - PS| \}$$



従って、 $RL-PS=0$  のところで正常波と異常波とが入れかわる。

### ◎ 2-1-2 波の偏波と粒子の運動

波の電場の偏波方向 (polarization) について考える。(2.1.22) のまん中の式より

$$iD E_x + (S - n^2) E_y = 0$$

$$\therefore iE_x/E_y = (n^2 - S)/D \quad (2.1.34)$$

1.  $Q=0$  の時、 $n^2=R$  ( $R$ 波) では  $iE_x/E_y = 1$ 、つまり、波は右回り円偏波をしている。即ち、電場ベクトルは電子のラーマー回転と同方向に回転する。一方、 $n^2=L$  ( $L$ 波) では  $iE_x/E_y = -1$ 、つまり左回り円偏波しており、電場ベクトルはイオンのラーマー回転と同方向に回転する。

2.  $Q = \frac{\pi}{2}$  の時、 $n^2=P$  ( $O$ モード) では  $E_x=E_y=0$ 、 $E_z \neq 0$  となり、電場は磁場と平行方向に直線偏波している。一方、 $n^2=RL/S$  ( $X$ モード) では、 $E_z=0$ 、 $iE_x/E_y = -D/S$  となり、磁場に垂直面内 ( $xy$ 面内) で楕円偏波をしている。特に、

このモードは、ハイブリッド共鳴 ( $S=0$ ) のところでは  $E_y \rightarrow 0$  となり、伝播方向 ( $x$  方向) に直線偏波するいわゆる静電波となる。

波の電磁場に伴う粒子の運動の速度成分に対しては、(2.1.11) より

$$\frac{i v_{k,x}}{v_{k,y}} = \frac{\left( \frac{i E_x}{E_y} \frac{\omega}{\omega^2 - \Omega_k^2} + \frac{-\Omega_k}{\omega^2 - \Omega_k^2} \right)}{\left( \frac{i E_x}{E_y} \frac{-\Omega_k}{\omega^2 - \Omega_k^2} + \frac{\omega}{\omega^2 - \Omega_k^2} \right)} = \frac{(\omega - \Omega_k)(n^2 - L) - (\omega + \Omega_k)(n^2 - R)}{(\omega - \Omega_k)(n^2 - L) + (\omega + \Omega_k)(n^2 - R)} \quad (2.1.35)$$

イオンサイクロトロン共鳴 ( $\omega = \Omega_i$ ) のときは  $\omega - \Omega_i = 0$  より  $i v_{i,x} / v_{i,y} = -1$  となり、イオンは左回り、即ちイオンのラーマー回転方向に動く。同様に、電子サイクロトロン共鳴 ( $\omega = |\Omega_e| = -\Omega_e$ ) のときは、 $\omega + \Omega_e = 0$  より  $i v_{e,x} / v_{e,y} = 1$  となり、電子はそのラーマー回転方向に動く。

### 2-1-3 波の遮断と共鳴

屈折率  $n = kc/\omega = c/v_{ph}$  は光速  $c$  と波の位相速度  $v_{ph}$  との比と考えることができる。(2.1.32)

で、 $F^2 \geq 0$  であるから  $n^2$  は実数、即ち  $n$  は純実数か、又は純虚数でなければならぬ。従って

2  $n^2 = 0, \infty$  のところで波は伝播可能領域と

不可能領域とに分けられる。

$n^2=0$ 、即ち  $v_{ph}=\infty$  とする所では、波は反射され、これ以上伝播できなくなることから、これを波の遮断という。一方、 $n^2=\infty$ 、即ち  $v_{ph}=0$  とする所では波の共鳴吸収が起こりうる。これを波の共鳴という。

遮断は (2.123) より  $PRL=0$  のとき起こり、伝播角  $\theta$  によらない。 $P=0$  をプラズマカットオフ、 $R=0$  を R ハンドカットオフ、 $L=0$  を L ハンドカットオフという。

一方、共鳴は、 $\tan^2\theta = -P/S$  のときにおこる。 $\theta=0$  の時、共鳴は  $S \rightarrow \pm\infty$ 、つまり  $R \rightarrow \pm\infty$  あるいは  $L \rightarrow \pm\infty$  のときに起こる。 $R \rightarrow \pm\infty$  は、 $\omega \rightarrow |\Omega_e|$  に対応しており、電子サイクロトロン共鳴と呼ばれ、 $L \rightarrow \pm\infty$  は  $\omega \rightarrow \Omega_i$  に対応し、イオンサイクロトロン共鳴と呼ばれる。 $\theta=\frac{\pi}{2}$  のときは、共鳴は  $S=0$  でおこる。これはハイブリッド共鳴と呼ばれ、アッパーハイブリッド共鳴  $\omega = \omega_{UH}$  ( $\omega_{UH}^2 = \Omega_e^2 + \omega_{pe}^2$ ) とローwerハイブリッド共鳴  $\omega = \omega_{LH}$  ( $\frac{1}{\omega_{LH}^2} = \frac{1}{\Omega_i^2 + \omega_{pi}^2} + \frac{1}{\Omega_i \Omega_e}$ ) の2つ

がある。

### ② 2-1-4 電子サイクロトロン波

今、波の周波数が電子サイクロトロン周波数に近い高周波領域を考える。この時、イオンの効果は無視し、(2.1.13)の誘電率テンソルの各成分を記述すると、

$$R = 1 - \frac{\alpha}{1-\beta} \quad (2.1.36)$$

$$L = 1 - \frac{\alpha}{1+\beta} \quad (2.1.37)$$

$$S = 1 - \frac{\alpha}{1-\beta^2} \quad (2.1.38)$$

$$D = -\frac{\alpha\beta}{1-\beta^2} \quad (2.1.39)$$

$$P = 1 - \alpha \quad (2.1.40)$$

ここで、 $\alpha = \omega_{pe}^2/\omega^2$ 、 $\beta = |\Omega_e|/\omega$  とおいた。

1.  $\theta = 0$  のとき、R波、L波の分散式は、

それぞれ、

$$n^2 = R = \frac{1-\beta-\alpha}{1-\beta} = \frac{\omega^2 - |\Omega_e|\omega - \omega_{pe}^2}{\omega(\omega - |\Omega_e|)} = \frac{(\omega - \omega_R)(\omega + \omega_L)}{\omega(\omega - |\Omega_e|)} \quad (2.1.41)$$

$$n^2 = L = \frac{1+\beta-\alpha}{1+\beta} = \frac{\omega^2 + |\Omega_e|\omega - \omega_{pe}^2}{\omega(\omega + |\Omega_e|)} = \frac{(\omega + \omega_R)(\omega - \omega_L)}{\omega(\omega + |\Omega_e|)} \quad (2.1.42)$$

ここで  $\omega_R, \omega_L$  は

$$\left. \begin{array}{l} \omega_R \\ \omega_L \end{array} \right\} = \pm \frac{|\Omega_e|}{2} + \sqrt{\left(\frac{|\Omega_e|}{2}\right)^2 + \omega_{pe}^2} \quad (2.1.43)$$

2.  $\theta = \frac{\pi}{2}$  のとき、O-X-モード波の分散式はそれぞれ、

$$n^2 = \rho = 1 - \alpha \quad (2.1.44)$$

$$n^2 = \frac{RL}{S} = \frac{(1-\beta-\alpha)(1+\beta-\alpha)}{1-\beta^2-\alpha} = \frac{(\omega^2 - \omega_R^2)(\omega^2 - \omega_L^2)}{\omega^2(\omega^2 - \omega_{UH}^2)} \quad (2.1.45)$$

また、(2.1.32) は、

$$\begin{aligned} n^2 &= 1 - \frac{2(A-B+C)}{2A-B \pm F} \\ &= 1 - \frac{2\alpha(1-\alpha)}{2(1-\alpha) - \beta^2 \sin^2 \theta \pm \beta \Delta} \end{aligned} \quad (2.1.46)$$

$$\Delta \equiv \sqrt{\beta^2 \sin^4 \theta + 4(1-\alpha)^2 \cos^2 \theta} \quad (2.1.47)$$

$$A = \{ (1-\beta^2-\alpha) + \alpha\beta^2 \cos^2 \theta \} / (1-\beta^2)$$

$$B = \{ 2(1-\beta^2-\alpha) - 2\alpha(1-\alpha) + \alpha\beta^2(1+\cos^2 \theta) \} / (1-\beta^2)$$

$$C = (1-\alpha) \{ (1-\beta^2-\alpha) - \alpha(1-\alpha) \} / (1-\beta^2)$$

$$F = \alpha^2 \beta^2 \{ \beta^2 \sin^4 \theta + 4(1-\alpha)^2 \cos^2 \theta \} / (1-\beta^2)^2$$

今、(2.1.47) の  $\Delta$  の中の2つの項の大小により近似を行うと、

1.  $\Omega_e^2 \sin^4 \theta \gg 4\omega^2 (1-\alpha)^2 \cos^2 \theta$  のとき、(Quasi-Transverse)

(2.1.46) 式 は、

$$n_o^2 \sim \frac{1-\alpha}{1-\alpha \cos^2 \theta} \quad (\text{QT-O mode}) \quad (2.1.48)$$

$$n_x^2 \sim \frac{(1-\alpha)^2 \omega^2 - \Omega_e^2 \sin^2 \theta}{(1-\alpha) \omega^2 - \Omega_e^2 \sin^2 \theta} \quad (\text{QT-X mode}) \quad (2.1.49)$$

となる。(2.1.48)式の分散式に従う波は、 $Q = \frac{\pi}{2}$ で  $n^2 = p = 1 - \alpha$  となり、 $Q = \frac{\pi}{2}$  近傍で磁場の強さに依存せず、プラズマの電子密度のみに依存するため、マイクロ波による密度干渉測定に用いられる。

2  $\Omega_e^2 \sin^4 Q \ll 4\omega^2(1-\alpha)^2 \cos^2 Q$  のとき、(Quasi-Longitudinal) さらに  $\Omega_e^2 \sin^2 Q \ll |2\omega^2(1-\alpha)|$  の条件を加えると、

$$n_L^2 \sim 1 - \frac{\alpha\omega}{(\omega + |\Omega_e| \cos Q)} \quad (\text{QL-L mode}) \quad (2.1.50)$$

$$n_R^2 \sim 1 - \frac{\alpha\omega}{(\omega - |\Omega_e| \cos Q)} \quad (\text{QL-R mode}) \quad (2.1.51)$$

(2.1.51)式の分散式に従う波は  $Q=0$  で  $n^2=R$  となり、 $\omega = |\Omega_e|$  で共鳴現象を引き起こす。さらに、 $|\Omega_e|/\omega > 1$ 、 $(\omega_{pe}/\omega)^2 > 1$  の領域で伝播可能な波であり、特に電子サイクロトロン波 (electron cyclotron wave) と呼ばれる。また、この波の群速度は、高い周波数ほど速く、ホイッスラー波 (whistler wave) とも呼ばれる。

### ◎ 2-1-5 CMA ダイアグラム

CMA ダイアグラムとは、冷たいプラズマ

近似のもとで、プラズマ中を伝播する波を分類するため、横軸に  $\omega_{pe}^2/\omega^2$ 、縦軸に  $\Omega_e^2/\omega^2$  をとり、波の遮断、共鳴が起こる場所や、それらに区切られた領域を伝播する R, L, O, X 波の波面を描いたものである。一例として、今考えている高周波領域 ( $\omega \sim |\Omega_e|$ ) での遮断、共鳴の位置を、CMA ダイアグラムを用いて、図 2.1 に示す。この図で、各直線はそれぞれ、

- ①  $R = \infty$  ( $\omega = |\Omega_e|$ ) : 電子サイクロトロン共鳴
- ②  $P = 0$  ( $\omega = \omega_{pe}$ ) : 電子プラズマカットオフ
- ③  $S = 0$  ( $\omega = \omega_{UH}$ ) : アパーハイブリッド共鳴
- ④  $R = 0$  ( $\omega = \omega_R$ ) : Rハンドカットオフ
- ⑤  $L = 0$  ( $\omega = \omega_L$ ) : Lハンドカットオフ

をあらわしている。斜線部は  $n^2 = RL/S < 0$  となり X-モードが伝播不可能な領域である。また、O-モードは  $\omega_{pe}^2/\omega^2 > 1$  の領域で  $n^2 = P < 0$  となり伝播できない。

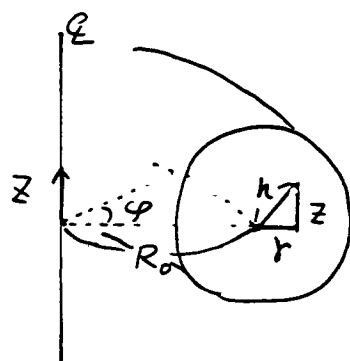
各領域中に描かれた楕円等は、分散式の2つの解に対応する2つのモードの波面をあらわす。上方向を磁場方向とし、中心からの長

さか波の位相速度の大きさに対応している。  
 $R, L, O, X$  はそれぞれ  $R$  波、 $L$  波、 $O$  モード、  
 $X$  モードに対応することを示している。

### ● 2-1-6 トカマクプラズマ中の ECW の伝播

実際のトカマクプラズマにおいて、磁場に対して垂直に伝播する波の様子を CMA ダイアグラムを用いて調べる。

トカマクでは、トロイダル磁場の強さはトーラス中心軸からの距離  $R$  に反比例して減少する。今、トーラスの大半径を  $R_0$ 、小半径を  $a$  とし、右



図のように、円柱座標系を用いてトーラスのトロイダル断面内の任意点  $P$  を  $(R, \phi, z)$  と表わす。この点での磁場の強さは、

$$B_T(r) = \frac{R_0}{R_0 + r} B_T(r=0) \quad (2.1.52)$$

一方、プラズマの密度は二乗分布をしていると仮定すると、

$$n_e(h) = n_e(0) \left\{ 1 - \left( \frac{h}{a} \right)^2 \right\} \quad (2.1.53)$$



$$k^2 = r^2 + z^2$$

図 2.2 に 3 つの中心密度  $n_e(0)$  の値に対して、トラス断面内の遮断、共鳴層の位置、及びトラス内側（高磁場側）より X モード、外側（低磁場側）より O モードが、磁場に対して垂直に伝播する様子を示す。またその時、CMA ダイアグラム上で、伝播の様子を示す。ここで、入射電磁波の周波数は ECR 層 ( $\omega = \Omega_e$ ) が断面内の中心に来るように設定した。

この図からわかるように、X モードを外側より入射すると R ハンドカットオフのため、中心の ECR 層まで伝播できない。従って、X モードをプラズマ中心の ECR 層まで伝播させるためには、トラスの内側より入射する必要がある。また、中心が高密度になるに従って、プラズマ中心に遮断領域が出来る。

図 2.2 (b) の場合、中心にプラズマカットオフが出来、O モードは中心まで伝播できない。また、図 2.2 (c) の場合は、L ハンドカットオフが出来てしまい、中心部は O モードも X モ

ードも伝播できない領域となる。

ここで注意しなければならないのは、冷たいプラズマ近似においては、 $Q = \frac{\pi}{2}$  の時、 $\omega = |\Omega_e|$  で共鳴が起こらないことである。次の節で述べるように、温度を考慮に入れて初めて ECR 層での波の共鳴吸収を考えることが出来る。

一方、この近似のもとでの  $Q = \frac{\pi}{2}$  に対する唯一の共鳴、アパーハイブリッド共鳴近傍を考える。この近傍では、Xモードの波が、 $n_x^2 \rightarrow \infty$  となるに従い、波の電場が伝播方向に直線偏波するようになり、電磁波と静電波とを明確に区別できなくなる。

温度効果を入れた計算によると、このアパーハイブリッド共鳴近傍で  $S \approx S_0 + \alpha n^2$  とおけ（ $\alpha$  は  $v_{te}^2/c^2$  に比例する量である。）、分散式 (2.1.23) は  $n$  の 6 次式となり  $n^2$  に対して 3 つの解が存在する。この、新しく出て来た 3 番目の解が静電波モードに対応する。そして、電磁波モード（Xモード）と、この静電波モード（Electron Bernstein Wave）とが結びつき、モード

変換がおこる。このようにして励起された静電波は、再び  $E$   $C$   $R$  層に向って伝播する。この様子を図 2.2 に鎖線で示す。この  $E.B.W.$  は、静電波のため位相速度が非常に遅く、電子間衝突やサイクロトロン減衰により、完全に  $E$   $C$   $R$  近傍で吸収される。このモード変換を利用し、低温プラズマでも十分な吸収を起こさせる為には、 $X$  モードをトーラスの内側より入射する必要がある。実際には、トカマク中心に鉄芯があるため、この内側入射には困難な点が多い。

## §2-2 熱いプラズマ中の ECW

## ② 2-2-1 熱いプラズマ中の分散式

温度を考慮に入れ、Maxwell-Vlasov 方程式を使って求められた誘導テンサ  $\vec{\epsilon}$  は次のように与えられる。<sup>[29,30]</sup> ただし、イオンの寄与は無視し、電子は  $T_{\parallel} = T_{\perp} = T_e$  のマクスウェル分布をしているものとする。

$$\epsilon_{ij} = \delta_{ij} + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \left\{ \sum_{l=-\infty}^{\infty} \zeta_l \pi_{ij}^{(l)} Z(\zeta_l) + 2\zeta_0^2 \hat{z} \hat{z} \right\} \quad (2.2.1)$$

$$\pi_{ij}^{(l)} = \begin{bmatrix} \frac{l^2}{\lambda} \Lambda_l & i l \Lambda_l' & \sqrt{\frac{2}{\lambda}} l \zeta_l \Lambda_l \\ -i l \Lambda_l' & \frac{l^2}{\lambda} \Lambda_l - 2\lambda \Lambda_l' & -i \sqrt{2\lambda} \zeta_l \Lambda_l' \\ \sqrt{\frac{2}{\lambda}} l \zeta_l \Lambda_l & i \sqrt{2\lambda} \zeta_l \Lambda_l' & 2\zeta_l^2 \Lambda_l \end{bmatrix} \quad (2.2.2)$$

$$\Lambda_l(\lambda) = e^{-\lambda} I_l(\lambda), \quad \Lambda_l' = d\Lambda_l/d\lambda$$

$$\lambda = \frac{k_{\perp}^2 T_e}{m \Omega_e^2} = \frac{k_{\perp}^2 v_e^2}{\Omega_e^2}, \quad \zeta_l = \frac{\omega - l \Omega_e}{\sqrt{2} k_{\parallel} v_e}$$

ただし、 $v_e = \sqrt{T_e/m_e}$  は電子の熱速度、 $I_l(\lambda)$  は変形されたベッセル関数をあらわす。

また、

$$Z(\xi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_C \frac{e^{-z^2}}{z-\xi} dz \quad (2.2.3)$$

は、ワラズマ分散関数と呼ばれ、

$|\xi| \rightarrow \infty$  の時 漸近展開、

$$Z(\xi) \simeq i\sqrt{\pi} \sigma \exp(-\xi^2) - \frac{1}{\xi} \left(1 + \frac{1}{2\xi^2} + \frac{3}{4\xi^4} + \dots\right) \quad (2.2.4)$$

ただし、

$$\sigma = \begin{cases} 0 & \text{Im } \xi > 0 \text{ の時} \\ 1 & \text{" } = 0 \text{ " } \\ 2 & \text{" } < 0 \text{ " } \end{cases}$$

$|\xi| \rightarrow 0$  の時、級数展開、

$$Z(\xi) \simeq i\sqrt{\pi} \exp(-\xi^2) - 2\xi \left(1 - \frac{2}{3}\xi^2 + \frac{4}{15}\xi^4 - \dots\right) \quad (2.2.5)$$

とあらわされる。<sup>[31]</sup>

この誘電テンサーを用いて、ワラズマの分散式を書くと、

$$A n^4 - B n^2 + C = 0 \quad (2.1.23)$$

ここで、各係数は、(2.2.1) の各成分を用いて、

$$A = \epsilon_{xx} \sin^2 \theta + 2 \epsilon_{xz} \sin \theta \cos \theta + \epsilon_{zz} \cos^2 \theta \quad (2.2.6)$$

$$B = \epsilon_{xx} \epsilon_{zz} + (\epsilon_{yz}^2 + \epsilon_{yy} \epsilon_{zz}) \cos^2 \theta + (\epsilon_{xx} \epsilon_{yy} + \epsilon_{xy}^2) \sin^2 \theta \\ - 2(\epsilon_{yz} \epsilon_{xy} - \epsilon_{yy} \epsilon_{xz}) \sin \theta \cos \theta - \epsilon_{xz}^2 \quad (2.2.7)$$

$$C = \det |\epsilon_{ij}| = \epsilon_{zz} (\epsilon_{xx} \epsilon_{yy} + \epsilon_{xy}^2) + \epsilon_{xx} \epsilon_{yz}^2 \\ + 2 \epsilon_{xy} \epsilon_{xz} \epsilon_{yz} - \epsilon_{yy} \epsilon_{xz}^2 \quad (2.2.8)$$

である。

今、 $\epsilon_{ij}$  の各成分を、以下の近似のもとで、電子の熱運動の効果を考慮に入れた近似計算により求める。

1. 波の、磁場に垂直方向の波長が、電子ラマー半径より十分長い。即ち、 $(k r_e)^2 \ll 1$  が成り立つ。

2. 磁場方向の位相速度が、電子の熱速度  $v_e$  に比べ十分長く、波の周波数が  $|\Omega_e|$  や  $2|\Omega_e|$  に近くない。即ち、 $|\xi_e| \gg 1$  ( $\xi_e = \omega / \Omega_e$ ) が成り立つ。

この条件の下では、 $\epsilon(\xi_e)$  は (2.2.4) 式のように漸近展開される。今、 $\lambda$  の 1 次、即ち  $v_e^2$  のオーダーまで近似としてとれば、 $\epsilon_{ij}$  の各項は次のように近似される。

$$\epsilon_{xx} = S - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \Omega_e^2} \cdot k^2 v_e^2 \left[ \frac{\omega^2 + 3\Omega_e^2}{(\omega^2 - \Omega_e^2)^2} \cos^2 \theta + \frac{3}{\omega^2 - 4\Omega_e^2} \sin^2 \theta \right] \quad (2.2.9)$$

$$\epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx} = -iD + i \frac{\Omega_e \omega_{pe}^2}{\omega(\omega^2 - \Omega_e^2)} k^2 v_e^2 \left[ \frac{3\omega^2 + \Omega_e^2}{(\omega^2 - \Omega_e^2)^2} \cos^2 \theta + \frac{6 \sin^2 \theta}{\omega^2 - 4\Omega_e^2} \right] \quad (2.2.10)$$

$$\epsilon_{xz} = \epsilon_{zx} = -\frac{2 \omega_{pe}^2}{(\omega^2 - \Omega_e^2)^2} \cdot k^2 v_e^2 \sin \theta \cos \theta \quad (2.2.11)$$

$$\epsilon_{yy} = S - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \Omega_e^2} \cdot k^2 v_e^2 \left[ \frac{\omega^2 + 3\Omega_e^2}{(\omega^2 - \Omega_e^2)^2} \cos^2 \theta + \frac{\omega^2 + 8\Omega_e^2}{\omega^2(\omega^2 - 4\Omega_e^2)} \sin^2 \theta \right] \quad (2.2.12)$$

$$\epsilon_{yz} = -\epsilon_{zy} = -i \frac{\omega_{pe}^2 \Omega_e (3\omega^2 - \Omega_e^2)}{\omega^3(\omega^2 - \Omega_e^2)^2} \cdot k^2 v_e^2 \sin \theta \cos \theta \quad (2.2.13)$$

$$\epsilon_{zz} = P - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^4} \cdot k^2 v_e^2 \left[ 3 \cos^2 \theta + \frac{\omega^2}{\omega^2 - \Omega_e^2} \sin^2 \theta \right] \quad (2.2.14)$$

== で、S, D P は (2.1.38) ~ (2.1.40) で与えられる式であり、0次項は前節で求めた式に一致する。この表式は、 $\omega = |\Omega_e|$  の共鳴領域に近くない場所での波の伝播を記述する時に有用である。この表式を用いて、分散式の係数 (2.2.6), (2.2.7), (2.2.8) を計算する。

$\chi \equiv \beta_e^2 n^2 = \left(\frac{v_e}{c}\right)^2 \cdot \left(\frac{k c}{\omega}\right)^2 = \frac{k^2 v_e^2}{\omega^2}$  の1次のオーダーまで残すと、

$$A \approx A_0 - \chi A_1 \quad (2.2.15)$$

$$B \approx B_0$$

$$C \approx C_0$$

$$A_1 = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \left[ 3 \cos^4 \theta + \frac{\omega^2 (6 - 3\Omega_e^2 + \Omega_e^4)}{(\omega^2 - \Omega_e^2)^3} \cos^2 \theta \sin^2 \theta + \frac{3\omega^4}{(\omega^2 - \Omega_e^2)(\omega^2 - 4\Omega_e^2)} \sin^4 \theta \right] \quad (2.2.16)$$

== で  $A_0, B_0, C_0$  は冷たいプラズマ近似で得られた値である。従って、前節でも述べたように、温度効果を考慮に入れると、分散式は、 $n$  の6次式となり、 $n^2$  は3つの解を持つことになる。新しく生じた第3番目のモードの分散式は、

$$n^2 = \frac{A_0}{\beta_e^2 A_1}, \quad \beta_e \equiv v_e/c \quad (2.2.17)$$

とかかれ、 $\omega = \omega_{UH}$  近傍で、電子バーンシュ  
タイン波へモード変換する波に対応する。

### ◎ 2-2-2 ECW の共鳴と吸収

波動が共鳴領域に近づき、 $|\zeta_l| \gg 1$  の条件が  
破れた時、上の近似はもはや成り立たず、波  
の吸収を考慮に入れた計算を行う必要が生じ  
る。今、磁場に対する伝播角が 90 度にあまり  
近くなく、相対論効果が無視でき、さらに、  
極端に低密度でなく  $\omega_{pe}^2 / (\omega/c) \cdot \Omega_e^2 \gg 1$  が成り立  
つ場合を考える。 $\omega \simeq |\Omega_e|$  近傍を伝播する波  
を考え、 $(k_{\perp} \rho_e)^2 \ll 1$ 、 $|\zeta_l| \gg 1$  ( $l \neq 1$ ) の仮定を置  
く。すると誘電率テンソルの各成分は、次  
のように近似される。

$$\epsilon_{xx} = 1 - \frac{1}{4}\delta + i\sigma \quad (2.2.18)$$

$$\epsilon_{xy} = -\frac{i}{4}\delta + \sigma - \alpha \quad (2.2.19)$$

$$\epsilon_{xz} = -i\epsilon_{yz} = \frac{1}{2}\delta \tan\theta [1 + \zeta Z(\zeta)] \quad (2.2.20)$$

$$\epsilon_{yy} = 1 - \frac{1}{4}\delta + i\sigma - 2i\alpha \quad (2.2.21)$$

$$\epsilon_{zz} = 1 - \delta + \epsilon'_{zz} \quad (2.2.22)$$

$$\epsilon'_{zz} = \frac{\delta \sin^2\theta}{\sqrt{2} \cos\theta} \beta_e n \zeta [1 + \zeta Z(\zeta)] \quad (2.2.23)$$



$$= = z'', \quad \sigma = \frac{-i \xi \mathcal{Z}(\xi)}{2\sqrt{2} \beta_e n \cos \theta}, \quad \alpha = (\beta_e n \sin \theta)^2 \sigma,$$

$$\xi = \left(\frac{\omega_{pe}}{\Omega_e}\right)^2, \quad \beta_e = v_e/c, \quad \xi = \frac{\omega - |\Omega_e|}{\sqrt{2} \beta_e n \omega \cos \theta}$$

これらの式を分散式 (2.1.23), (2.2.6)~(2.2.8) に代入し、 $\sigma (\gg 1)$  と 1 のオーダの項を残すと、分散式は、

$$\Lambda = i\sigma \Lambda_0 + \Lambda_1 + \xi \mathcal{Z}(\xi) \Lambda_2 = 0 \quad (2.2.24)$$

$= = z''$ .

$$\Lambda_0 = \sin^2 \theta n^4 - (2 + \sin^2 \theta - 2\xi) n^2 + (1 - \xi)(2 - \xi) \quad (2.2.25)$$

$$\begin{aligned} \Lambda_1 = & \left[1 - \xi\left(1 + \frac{1}{4} \sin^2 \theta\right)\right] n^4 - \left[(1 - \xi)\left(1 - \frac{1}{4} \xi\right)(1 + \cos^2 \theta)\right. \\ & \left.+ (1 - \frac{1}{2} \xi)(1 + \xi) \sin^2 \theta - \frac{1}{4} \xi^2 \tan^2 \theta (1 + \cos^2 \theta)\right] n^2 \\ & + (1 - \xi)\left(1 - \frac{1}{2} \xi\right) - \frac{1}{4} \xi^2 (2 - \xi) \tan^2 \theta \end{aligned} \quad (2.2.26)$$

$$\begin{aligned} \Lambda_2 = & \xi \sin^2 \theta n^4 - \left[\xi\left(1 - \frac{1}{2} \xi\right) \sin^2 \theta + \frac{1}{4} \xi^2 (1 + \cos^2 \theta) \tan^2 \theta\right] n^2 \\ & - \frac{1}{2} \xi^2 (2 - \xi) \tan^2 \theta \end{aligned} \quad (2.2.27)$$

第0近似では、 $\sigma (\rightarrow \infty)$  の項のみ残り、(2.2.24)

の第2, 第3項を無視することにより、分散式は  $\Lambda_0 = 0$  となる。この式の解は

$$n_{\pm}^2 = \frac{1}{\sin^2 \theta} \left[1 + \frac{1}{2} \sin^2 \theta - \xi \pm \sqrt{\left(1 + \frac{1}{2} \sin^2 \theta - \xi\right)^2 - (1 - \xi)(2 - \xi) \sin^2 \theta}\right]^{1/2} \quad (2.2.28)$$

$= = z''$ ,  $n_+$  は X モード、 $n_-$  は O モードに対応する。この表式は前節で求めた (2.1.46) 式で、

$\omega = |\Omega_e|$  と置いて得られた式と一致する。この式を Appleton-Hartree の分散式と呼ぶ。

波の吸収を考えるため、(2.2.24) 式において、1 のオーダーまで残すと、解は、

$$n = n_{\pm} + \delta n_{\pm} + i k_{\pm} \quad (2.2.26)$$

ここで、

$$\delta n_{\pm} = \beta_e \frac{\phi_j}{\Lambda_1} \varphi(\xi) \quad (2.2.27)$$

$$k_{\pm} = \beta_e \phi_j f(\xi) \quad (2.2.28)$$

$$\phi_j = \frac{\sqrt{2} \cos \theta \Lambda_1}{\sqrt{\pi} g n_{\pm} (2 \sin^2 \theta n_{\pm}^2 - 2 + 2g - \sin^2 \theta)} \quad (2.2.29)$$

$$\varphi(\xi) = 2\sqrt{\pi} \Lambda_1 \frac{e^{-\xi^2} \int_0^{\xi} e^{t^2} dt}{|\mathcal{Z}(\xi)|^2} - \Lambda_2 \sqrt{\pi} \xi \quad (2.2.30)$$

$$f(\xi) = \frac{\pi e^{-\xi^2}}{|\mathcal{Z}(\xi)|^2} \quad (2.2.31)$$

$$\xi = \frac{\omega - |\Omega_e|}{\sqrt{2} \beta_e n_{\pm} \omega \cos \theta} \quad (2.2.32)$$

$f(\xi)$  は サイクロトロン 共鳴吸収の ドップラー効果による広がり の形を与えるもので、図 2.3 に示されるような  $\omega = |\Omega_e|$  に対し対称で、ほぼガウス型の分布をしている。その広がり は  $\Delta\omega \sim \beta_e \omega \ll \omega$  の程度である。  $\Lambda_1$  は 0 モードに対して小さい値となるため、0 モード波

の吸収は、Xモード波に比べ1桁ほど小さい。

$\phi_j$  は、吸収係数の伝播角依存性を表わし、図2.4に示す。Xモードは、右回り円偏波成分の回転周波数が電子のサイクロトロン運動と同期した時、強くサイクロトロン共鳴減衰する。従って、 $\phi_x$  は、 $\theta$  が0に近づくほど大きく、一方で、 $\theta$  が  $\frac{\pi}{2}$  に近づくに従って右回り偏波成分が減少し、 $\phi_x$  は小さくなる。Oモードでは、共鳴条件を満たす電子は、磁力線方向の電場成分により、その垂直方向に定常的な力を受け波のエネルギーを吸収する。この吸収過程には、電子の有限ラーマ一半径効果があり、この効果は、波の伝播が磁場に垂直に近づくにつれて大きくなり、波の減衰が強くなる。図2.4の伝播角依存性に対する定性的な説明はこのように与えられる。

また、波と電子の共鳴条件は、

$$\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} = \Omega_e / \gamma \quad (2.2.33)$$

$$\text{ここで、} \gamma = (1 - (v/c)^2)^{-1/2}$$

と書かれ、ドップラーシフトした波の周波数

が、磁場中の電子のサイクロトロン周波数に一致するという形で与えられる。

さて、(2.2.25)式は、次のように変形できる。

$$n_{\pm}^2 = \frac{1}{\sin^2 \theta} \left[ (1 + \frac{1}{2} \sin \theta - g) \pm \left\{ \frac{\sin^2 \theta}{4} + (1-g)^2 \cos^2 \theta \right\}^{1/2} \right] \quad (2.2.34)$$

磁場にほぼ垂直に伝播し、 $\sin^2 \theta \gg 2|1-g|\cos \theta$  を満たす時、X.Oモードに対する屈折率、及び減衰率は、

$$n_0^2 \approx \frac{1-g}{\sin^2 \theta} \quad (2.2.35)$$

$$n_x^2 \approx \frac{2-g}{\sin^2 \theta} \quad (2.2.36)$$

$$k_0 \approx \frac{\beta_e g}{4 \cos \theta} f(\xi) \quad (2.2.37)$$

$$k_x \approx \frac{\beta_e \cos \theta}{4g} \{2 + g(1-g)\}^2 f(\xi) \quad (2.2.38)$$

(2.2.35), (2.2.36) は (2.1.48), (2.1.49) に対応するものである。また、これらの減衰率を用いて、波の減衰の目安を与える光学的厚さ  $\Gamma_j = \int 2k_0 k_j dx$  を求めることができる。トカマクプラズマの主半径方向に伝播し、プラズマ中心でサイクロトロン減衰する波について、この値を計算すると、

$$\begin{aligned} \Gamma_0 &= \frac{\pi}{4} \beta_e^2 g(1-g)^{1/2} k_0 R_0 \\ &\approx 2 \times 10^{-2} \cdot (T_e / \text{keV}) g(1-g)^{1/2} R_0 / \lambda_0 \quad (2.2.39) \end{aligned}$$

$$\Gamma_x = \frac{\pi}{4} \beta_e^2 \cos^2 \theta \frac{(2-\delta)^{1/2} \{2+\delta(1-\delta)\}^2}{\delta} k_0 R_0$$

$$\simeq 2 \times 10^{-2} \cdot (T_e / \text{keV}) \cdot \cos^2 \theta \frac{(2-\delta)^{1/2} \{2+\delta(1-\delta)\}^2}{\delta} \frac{R_0}{\lambda_0} \quad (2.2.40)$$

== で、  $\int_{-a}^a f(\xi) dx \sim \frac{k_0}{\omega} v_e R_0$

を用いた。

中型のトカマク ( $T_e \geq 1 \text{ keV}$ ,  $R_0 \geq 1 \text{ m}$ ) の ECH ( $\lambda_0 \leq 1 \text{ cm}$ ) では、 $\Gamma_j \geq 1$  となり、1回の共鳴層の通過で、波はほぼ吸収される。しかし、WT-2 のような小型のトカマク ( $T_e \simeq 200 \text{ eV}$ ,  $R_0 = 0.4 \text{ m}$ ) の ECH ( $\lambda \sim 98 \text{ cm}$ ) では、 $\Gamma_j \sim 0.1$  程度であり、1回の通過では波はほとんど吸収されない。

次に、第  $n$  次高調波 ( $n \geq 2$ ) のサイクロトロン減衰を調べる。誘電率テンソルにおいて、前と同様に  $\omega_{pe}^2 / \beta_e \omega^2 \gg 1$  と仮定し、 $|\xi_l| \gg 1$  ( $l = 0, \pm 1$ ) として計算を行う。 $n = n_j + i k_j$  とし、分散式の実数部から求まる  $n_j$  は、冷たいプラズマのそれと同じであるが、虚数部から求まる第  $n$  次高調波の減衰率  $k_j^{(n)}$  は、

$$k_j^{(n)} = (\beta_e)^{2n-3} \phi_j^{(n)} f(\xi_n) \quad (2.2.41)$$

ここで注目すべきことは、 $k_j^{(2)} \propto \beta_e$  で、 $\omega = |\Omega_e|$  と同程度の減衰が第2高調波においても期待されるということである。また、 $\phi_j^{(2)}$  を計算すると、O及びXモードの $Q$ 依存性か、 $\omega = |\Omega_e|$  の場合と比べ逆になっていることがわかる。

### ◎ 2-2-3 電子バーンシュタイン波

トカマクプラズマにおいて、トーラス内側より、磁場に対してほぼ垂直に入射されたXモード波は、ECR層でわずかに吸収された後、UHR（アパーハイブリッド共鳴）層まで伝播する。そして、前節で述べたように、ここで電子バーンシュタイン波（E.B.W.）へモード変換する。そこで、以下では熱いプラズマ中での静電波、特に電子バーンシュタイン波について考察を行う。

静電波は、波の電場がその波数ベクトルの方向（波の伝播方向）に向いている縦波であり、その電場はポテンシャルを用いて書きあらわすことができる。

$$\mathcal{E} = -\nabla\phi = -i\mathbf{k}\cdot\phi, \quad \mathcal{E} \parallel \mathbf{k} \quad (2.2.42)$$

電場  $\mathcal{E}$  を 波数ベクトルに平行な成分と、垂直な成分に分解して

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_{\parallel} + \mathcal{E}_{\perp} = \frac{\mathbf{N} \cdot (\mathbf{N} \cdot \mathcal{E})}{|\mathbf{N}|^2} - \frac{\mathbf{N} \times (\mathbf{N} \times \mathcal{E})}{|\mathbf{N}|^2} \quad (2.2.43)$$

$$\text{とした時、} |\mathcal{E}_{\parallel}| \gg |\mathcal{E}_{\perp}| \quad (2.2.44)$$

が静電波の条件を与える。

静電波の分散式は、 $\mathcal{E} \parallel \mathbf{N}$ である ことを用いて、(2.1.21) 式より

$$\mathbf{N} \cdot \vec{\epsilon} \cdot \mathbf{N} = 0 \quad (2.2.45)$$

と書ける。ここで、 $\mathbf{N}$  は屈折率ベクトルであり、 $\mathbf{N} = \frac{c}{\omega} \mathbf{k}$  である。

(2.2.44) の静電波の条件は、誘電率テンソルの各成分  $\epsilon_{ij}$  を用いて、

$$|\mathbf{N}^2| \gg |\epsilon_{ij}| \quad (2.2.46)$$

と書くことも出来る。この式から、一般に、静電波は  $N^2$  が大きい、つまり位相速度の遅い波であることがわかる。

垂直伝播の X モードは、アパーハイブリッド共鳴 ( $S=0$ ) において、 $N^2 \rightarrow \infty$  となり、この

時、 $\vec{E}$  の成分で無限大となるものがないため、静電波の条件 (2.2.46) を満たし、この領域で静電波の電子バーンシュタイン波にモード変換する。

(2.2.45) を 熱いプラズマでの誘電率テンソル  $\epsilon_{ij}$  を用いて書けば、

$$n_{\perp}^2 \epsilon_{xx} + 2n_{\perp}n_{\parallel} \epsilon_{xz} + n_{\parallel}^2 \epsilon_{zz} = 0 \quad (2.2.47)$$

より、
$$\epsilon(\omega, k) = k^2 + \frac{\omega_{pe}^2}{v_e^2} \left( 1 + \sum_{n=2}^{\infty} \zeta_0 e^{-\lambda} I_n(\lambda) Z(\zeta_n) \right) = 0 \quad (2.2.48)$$

となる。ここで、 $\lambda = \frac{k_{\perp}^2 v_e^2}{\Omega_e^2} = \frac{\omega^2}{\Omega_e^2} n_{\perp}^2 \beta_e^2$

さて、今、サイクロトロン減衰が小さい、

つまり  $|\zeta_n| \gg 1$  ( $n \neq 0$ ) 領域を考えると、上式は、

$$n^2 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 \beta_e^2} \left( \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\lambda} I_n(\lambda) \frac{n^2 \Omega_e^2}{n^2 \Omega_e^2 - \omega^2} + e^{-\lambda} I_0(\lambda) (1 + \zeta_0 Z(\zeta_0)) \right) = 0 \quad (2.2.49)$$

この式の最後の項はランダウ減衰をあらわす項である。

垂直伝播 ( $\theta \simeq \frac{\pi}{2}$ ) の時、この式は簡単化さ

れ、
$$n_{\perp}^2 = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 \beta_e^2} \alpha(\xi, \lambda) \quad (2.2.50)$$

ここで、
$$\alpha(\xi, \lambda) = -2 \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\lambda} I_n(\lambda) \frac{n^2}{n^2 - \xi^2}, \quad \xi = \frac{\omega}{\Omega_e}$$



この函数  $\alpha(g, \lambda)$  は Bernstein に よつて 与えられ、その一例を 図 2.5 に示す。 ( $\lambda=1.0$  と  $\psi=0$ )

その形より、解は  $\omega = n\Omega_e$  ( $n \geq 1$ ) より高い周波数であることがわかる。

今、この (2.2.50) で  $\lambda$  が小さいとして、

2 次までとれば

$$\alpha(g, \lambda) \approx \frac{\lambda}{g^2-1} + \frac{3\lambda^2}{(g^2-1)(g^2-4)}$$

$$1 = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \Omega_e^2} + \frac{3\omega^2 \omega_{pe}^2 n_{\perp}^2 \beta_e^2}{(\omega^2 - \Omega_e^2)(\omega^2 - 4\Omega_e^2)} \quad (2.2.51)$$

これから、

$$\omega^2 \approx \omega_{UH}^2 + \frac{3\omega_{UH}^2 \omega_{pe}^2}{\omega_{pe}^2 - 3\Omega_e^2} \beta_e^2 n_{\perp}^2 \quad (2.2.52)$$

(2.2.51) 式は、前に求めた (2.2.17) 式に一致する。 ( $\theta = \frac{\pi}{2}$  とした。) また、 $\omega_{UH}$  は アパーハイブリッド周波数で、 $\omega_{UH}^2 = \omega_{pe}^2 + \Omega_e^2$  である。

この静電波は、確かに冷たいプラズマ近似 ( $\beta_e \rightarrow 0$ ) において、アパーハイブリッド周波数を持ち、UHR 層で X モードがモード変換され、励起された静電波となっている。この静電波 (電子バーンシュタイン波) は、後進波となり、再びプラズマ中を伝播する。

STIX<sup>[32]</sup>によって、この様子が示されている  
(図 2.6)。

この静電波が磁場中を斜めに伝播し、サイクロトロン共鳴層に近づくと、上で用いた近似は使えなくなり、(2.2.48)式にもとづいて計算を行わねばならない。この分散式の虚数部を用いて、ECR層での波の減衰を計算できる。ECR近傍でこの波は完全にプラズマに吸収される。

### § 2-3 E C Wの軌道と吸収

プラズマの波動加熱において、波動を励起するアンテナは、プラズマの外、あるいは、プラズマ表面の低密度領域に設置される。アンテナより放射された波動は、プラズマ中を伝播しながら、そのエネルギーをプラズマ中の粒子に与える。トカマクプラズマのように、磁場及び密度が空間的に不均一な分布をしている時、このプラズマ中を伝播する波動の軌道を計算し、その吸収領域を数値的に求めることは有用である。

波の軌道は、プラズマの不均一性が小さく、幾何光学近似が成り立つ時、次の式により計算される。<sup>[33-35]</sup>

$$\frac{dr}{d\tau} = \frac{\partial G}{\partial k_r}, \quad \frac{dk_r}{d\tau} = -\frac{\partial G}{\partial r}, \quad \frac{d\tau}{d\omega} = -\frac{\partial G}{\partial \omega} \quad (2.3.1)$$

ここで  $G(\omega, k_r, r) = 0$  は、プラズマ中の波の局所的な分散関係をあらわしており、(2.1.23) で与えられるものである。

また、波の減衰は次のように求められる。  
分散式  $D(\omega, k) = 0$  を実部と虚部に分け、

$$D_R(\omega, k_r + i k_i) + i D_I(\omega, k_r + i k_i) = 0 \quad (2.3.2)$$

ただし、 $|D_R| \gg |D_I|$  である。

さらに、空間的な減衰率が小さい ( $|k_i| \ll |k_r|$ ) と仮定すれば、

$$|k_i| \simeq - \frac{D_I(\omega, k_r)}{|\partial D_R(\omega, k_r) / \partial k_r|} \quad (2.3.3)$$

(2.3.1) 式の  $G(\omega, k)$  に  $D_R(\omega, k_r)$  を用いて、波動の軌道を求める。そして、その軌道に沿って、光学的厚さ  $\Gamma = 2 \int k_i \cdot dr$  を計算すれば、波動エネルギー  $P = P_0 e^{-\Gamma}$  の変化が求められる。

一例として、図 2.7 に、WT-2 のパラメータ ( $R_0 = 40 \text{ cm}$ ,  $a = 9 \text{ cm}$ ) を使って計算した結果を示す。中心電子温度  $T_e(0) \simeq 300 \text{ eV}$ 、また、中心密度及び磁場は  $\Omega_e(0)/\omega \sim \omega_{pe(0)}/\omega \sim 1$  と設定している。この図は、トラス上側より、Xモードで入射された波の伝播の軌跡を描いたもので、入射角  $\theta$  は、トロイダル磁場に対し

でほぼ垂直 ( $0 \sim 80^\circ$ ) である。図のように、Xモードを、トーラス内側より、磁場にほぼ垂直に入射すると、入射波は、中心のECR層ではほとんど吸収されず、UH R層で電子バースシュタイン波 (E.B.W.) にモード変換する。そして、再びECR層にもどり、ここで完全に吸収される。一方、同じ条件で、Oモードを入射しても、ECR層でほとんど吸収されず、壁で多重反射しながら減衰していく。

## 第三章 電子サイクロトロン波による電流 駆動の理論

### § 3-1 非誘導電流駆動

第一章で述べた様に、トカマク型閉じ込め装置は、そのプラズマパラメータの上から現在最も優れた成果を上げながら、核融合炉として考えた時の最大の難点は、パルス炉にならないを得ない点である。この難点を克服するために、トランスを用いた誘導方式ではなく、非誘導方式によって定常的に電流を駆動する必要が生じる。

非誘導電流駆動の理論は数多く提唱されており、表3.1のように大別される。<sup>[36]</sup> また、各駆動方式を相互に比較する為に、種々の駆動法について、規格化された電流駆動効率  $j/p_d$  を、電流を荷う電子の、規格化された速度  $u_0$  でプロットしたものを図3.1に示す。ここで

$$j = J / (en_e v_e), \quad p_d = P_d / (n_e m_e v_e^2 u_0),$$

$$u_0 = v_{||} / v_e$$

$J$  は電流密度、 $P_D$  は単位体積当たりの吸収電力、 $v_{||}$  は電流を荷う電子 (RF 電流駆動の場合は共鳴電子) の磁力線方向の速度をあらわす。また、 $e$ ,  $m_e$ ,  $n_e$  はそれぞれ電子の電荷、質量、密度をあらわし、 $v_e = \sqrt{T_e/m_e}$  は電子の熱速度 ( $T_e$  は電子温度)、 $\nu_0 = \frac{n_e e^4 \ln \Lambda}{2\pi \epsilon_0^2 m_e^2 v_e^3} = \frac{\omega_p^4 \ln \Lambda}{2\pi n_e v_e^3}$  は電子-電子の衝突周波数 (熱電子の運動量緩和時間の逆数) である ( $\omega_p$  はプラズマ周波数、 $\ln \Lambda$  はクーロン対数)。

さて、規格化因子が図 3.1 のように与えられれば、電流駆動の効率  $\eta$  は、

$$J/P_D = \frac{e}{m_e \nu_0 v_e} \left( \frac{j}{P_d} \right) = \frac{1.92 (T_e/10 \text{ keV})}{(n_e/10^{20} \text{ m}^{-3}) \cdot \ln \Lambda} \cdot \left( \frac{j}{P_d} \right) \quad [\text{A/W}] \quad (3.1)$$

と求められる。さらに、大半径  $R$ 、小半径  $a$  のトーラスプラズマが RF 電力  $P_{RF}$  を吸収してプラズマ電流  $I_p$  を発生したとすると、 $I_p = \pi a^2 J$ 、 $P_{RF} = 2\pi^2 R a^2 P_D$  であるから、トーラス装置における電流駆動の総合効率 (Figure of Merit) は、

$$\begin{aligned} I/P_{RF} &= \frac{1}{2\pi R} \cdot \frac{J}{P_D} \\ &= 0.306 \cdot \frac{(j/P_d)}{\ln \Lambda} \cdot \frac{(T_e/10 \text{ keV})}{(R/1 \text{ m})(n_e/10^{20} \text{ m}^{-3})} \quad [\text{A/W}] \quad (3.2) \end{aligned}$$

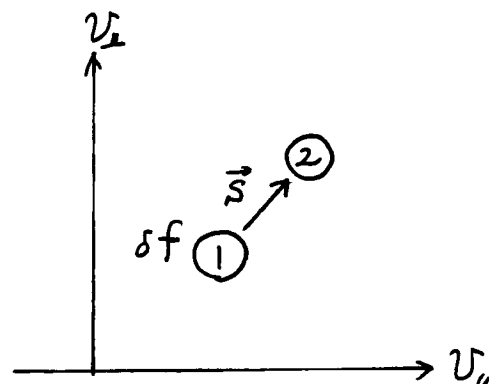
と与えられる。<sup>[37]</sup>

この章では表3.1のうちRFによる電流駆動方式(RFCD)について述べる。RFCDはさらに次の2方式に分けられる。ひとつは、磁力線に沿って一方向に進むRFの運動量を直接電子に与えて、その方向の電子流、即ち電流を生成する方式である。もうひとつは、RFのエネルギーを電子に与えることにより電流を駆動する方式である。これは、ある特定の(例えば+ $\pi$ 方向(磁力線方向))に動いている電子を選択的に加熱することにより、その方向のイオンとのクーロン衝突を減じ、速度分布関数に非対称な電子群を形成し、電流を生じさせる方式である。電子サイクロトロン波による電流駆動(ECCD)は後者に対応するものであり、一方、低域表面波による電流駆動(LHCD)は前者に対応する駆動法である。

RFによる電流駆動効率の一般式をFischらに従って導こう。<sup>[20]</sup>



今、RF電場により、右図に示す速度空間上の領域1の少数の電子群  $\delta f$  がぶつ方向の領域2に移ったとする。



この変位で消費されるエネルギーは

$$\Delta E = (E_2 - E_1) \delta f \quad (3.3)$$

で与えられる。  $E_j = \frac{1}{2} m_e v_j^2$  は領域  $j$  の運動エネルギーである。速度空間で異なった場所にある電子は異なった頻度でクーロン散乱を受ける。磁力線方向の運動量  $m_e v_{||}$  を失って行く割合を  $\nu_j$  とすると、電子の変位に基づく磁力線方向の電流密度は

$$J(t) = e \delta f [v_{||1} \exp(-\nu_1 t) - v_{||2} \exp(-\nu_2 t)] \quad (3.4)$$

となる。時間  $\Delta t \gg \nu_1^{-1}, \nu_2^{-1}$  にわたって上式の電流を平均化すると

$$J = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} J(t) dt \approx \frac{e \delta f}{\Delta t} \left( \frac{v_{||1}}{\nu_1} - \frac{v_{||2}}{\nu_2} \right) \quad (3.5)$$

従って電流駆動の効率  $P_D = \Delta E / \Delta t$  として

$$\begin{aligned} \frac{J}{P_D} &= -e \left( \frac{v_{||1}/\nu_1 - v_{||2}/\nu_2}{E_1 - E_2} \right) \xrightarrow{\lim v_2 \rightarrow v_1} \frac{-e \vec{S} \cdot \vec{\nu} (v_{||}/v)}{\vec{S} \cdot \vec{\nu} E} \\ &= \frac{-e}{\vec{S} \cdot \vec{\nu} E} \cdot \left( \frac{1}{v} \vec{S} \cdot \vec{\nu} v_{||} - \frac{v_{||}}{v^2} \vec{S} \cdot \vec{\nu} v \right) \end{aligned} \quad (3.6)$$

この式において、駆動電流は2つの効果から生じていることに注意する必要がある。第1項は運動量入力により生ずる電流を、第2項はエネルギー入力から生ずる電流を表わす。従って運動量入力が無くても  $\nu_D \neq 0$  であれば、非対称抵抗のため非対称速度分布関数が形成され、電流が発生する。電子サイクロトロン加熱で電子を磁場と垂直方向に加速することにより電流を駆動する ECCD は、図の領域1から2への変位を  $\nu_D$  に垂直に行った場合に相当する。

(3.6)式を  $\nu_D$  に並びに背景の電子からの運動量緩和を考慮してもう少し具体的形に変形する。今、電子の速度の大きさを  $v$  を熱速度  $v_e$  で規格化して  $u = v/v_e$  と置き、磁力線方向の規格された速度を  $w = v_{\parallel}/v_e$  と置く。 $v$  の速度を持つ電子のエネルギー緩和時間の逆数は

$\nu_E = \nu_0/2u^3$  とあらわされ、一方、熱速度より十分速い電子が運動量を失う減衰時間の逆数は  $\nu_M = (2 + \alpha_i) \nu_E$  とあらわされる。ここで

係数の2は熱電子との衝突の寄与を、 $z_i$  (プラズマイオンの有効電荷数) はイオンとの衝突の寄与をあらわす。電子によって運ばれる電流は  $j_0 = j(t=0)$ ,  $u_0 = u(t=0)$  とし

$$\begin{aligned} j(t) &= j_0 \exp \left[ - \int_0^t \nu_M(t) dt \right] \\ &= j_0 \left[ u(t)/u_0 \right]^{2+z_i} \end{aligned} \quad (3.7)$$

この時間積分を行うと、

$$\begin{aligned} \int_0^\infty j(t) dt &= -j_0 \int_{u_0}^0 \left( \frac{u(t)}{u_0} \right)^{2+z_i} \frac{du}{u(t)\nu_E} \\ &= \frac{j_0}{\nu_0} \cdot \frac{2u_0^3}{5+z_i} \end{aligned} \quad (3.8)$$

従って、(3.4)式で用いた  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  等の表現は、より正確には  $\nu = \nu_0 \frac{5+z_i}{2u^3}$  とし表現される。

これより、規格化された駆動効率の式は

$$j/p_d = \frac{4}{5+z_i} \cdot \frac{\vec{s} \cdot \vec{v}(u^3)}{\vec{s} \cdot \vec{v} u^2} \quad (3.9)$$

となる。

この式を用いて、ECCDとLHCDとの効率を比較しよう。ECCDでは電子サイクロトロン加熱で電子を磁場と垂直方向に加速するから  $\vec{s} \cdot \vec{v}$  は  $\frac{\partial}{\partial u_\perp}$  と書きあらわされる。一方、LHCDでは、ランダウ減衰により、電子は磁力線方向に力を受けるから  $\frac{\partial}{\partial u_\parallel}$  と書きあら

らわされる。(3.9)式を用いて計算すると、

$$(j/P_d)_{EC} = \frac{4}{5+z_i} \cdot \frac{3}{2} u w \quad (3.10)$$

$$(j/P_d)_{LH} = \frac{4}{5+z_i} \cdot \left( \frac{3}{2} u w + \frac{u^3}{2w} \right) \quad (3.11)$$

故に、

$$\frac{(j/P_d)_{LH}}{(j/P_d)_{EC}} = 1 + \frac{u^2}{3w^2} \xrightarrow{\lim w \rightarrow u} \frac{4}{3} \quad (3.12)$$

となり、ECWDの効率比はLHCDの効率の約3/4倍であり、電流駆動効率としてほぼ同程度であることがわかる。

### § 3-2 ECWによる電流駆動

前節では、プラズマ中の電子に、RFの運動量を与えるだけでなく、RFのエネルギーを与えることによって電流駆動が可能であり、効率もほぼ同程度であることを示した。この節では、ECWによる電流駆動について準線形理論を用いた考察を行う。<sup>[23]</sup>

さて、RF電場とプラズマ中の電子との相互作用による分布関数  $f_e(v, t)$  の時間変化は、

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} = \left( \frac{\partial f_e}{\partial t} \right)_w + \left( \frac{\partial f_e}{\partial t} \right)_c \quad (3.13)$$

とあらわされる。ここで 右辺第1項は RF による速度空間の拡散を、第2項はクーロン衝突項をあらわす。

一様磁場中のプラズマ内を伝播する横波である電子サイクロトロン波に対して準線形理論を適用すると、第1項は、

$$\left(\frac{\partial f_e}{\partial t}\right)_w = \frac{1}{v_\perp} \frac{\partial}{\partial v_\perp} \left[ D_c v_\perp^{2l-1} \delta\left(\frac{\omega - l\Omega_e}{k_\parallel} - v_\parallel\right) \frac{\partial f_e}{\partial v_\parallel} \right] \quad (3.14)$$

ここで、電子のラーマー半径は波の波長より十分小さい ( $k_\perp, k_\parallel \ll \Omega_e/v_\perp \equiv 1/\rho_e$ ) と仮定している。  $D_c$  は速度空間内で一定値をとる拡散係数で波の振幅の二乗に比例する。さて、波の振幅は十分小さく、初期マクスウェル分布  $F_M$  に、RF によって微小揺動成分  $f_e'$  が加わったとして、

$$f_e = F_M + f_e' \quad (3.15)$$

上式を用いて、(3.13)式を線形化し、定常状態 ( $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ ) の解を求めると、

$$\frac{1}{v_\perp} \frac{\partial}{\partial v_\perp} \left[ D_c v_\perp^{2l-1} \delta\left(\frac{\omega - l\Omega_e}{k_\parallel} - v_\parallel\right) \frac{\partial F_M}{\partial v_\parallel} \right] \quad (3.16)$$

$$+ C_{ei}(f_e', F_M) + C_{ee}(f_e', F_M) + C_{ee}(F_M, f_e') = 0$$

ここで、 $C_{ei}$ ,  $C_{ee}$  は電子-イオン、及び電子-

電子のフォッカー-プランク衝突項である。

今、 $f_e'(v)$  をルジャンドル多項式に展開すると、

$$f_e'(v) = F_M \sum_n a_n(v) P_n(\xi) \quad (3.17)$$

ここで、 $\xi = v_{||}/v$ 。

この微小成分によって生じた電流密度  $J$  は、

$$\begin{aligned} J &= -e \int v_{||} f_e' d^3v = -e \int v_{||} F_M a_1(v) P_1(v_{||}/v) d^3v \\ &= -\frac{4\sqrt{2}e}{3\sqrt{\pi}} v_e n_e I_3(\infty) \end{aligned} \quad (3.18)$$

ここで、

$$I_n(x) = \int_0^x a_1(t) e^{-t^2} t^n dt \quad (3.19)$$

また、この分布関数を維持するためにプラズマに消費される単位体積当りの高周波電力  $P_D$  は、

$$P_D = \int \frac{1}{2} m v^2 \left( \frac{\partial f_e}{\partial t} \right)_w v_{||} dv_{||} dv_{\perp} \quad (3.20)$$

従って、規格化された電流駆動効率  $j/p_d$  は、

(3.18), (3.20) より、

$$j/p_d = \frac{(J/-n_e e v_e)}{(P_D/n_e m_e v_e^2 v_0)} = \frac{4 v_e^3 v_0 e^{u_0^2}}{3 D_c l!} I_3(\infty) \quad (3.21)$$

ここで、

$$u_0 = \frac{\omega - l \Omega_e}{\sqrt{2} k_{||} v_e}$$

(3.17) を (3.16) に代入することにより、係数  $a_1$  に対する微積分方程式が与えられるがこれを解析的に求めることは困難である。しか

し、プラズマイオンの有効電荷数  $Z_i$  が 1 より十分大きく ( $Z_i \gg 1$ )、電子-電子衝突が電子-イオン衝突に比べ無視できる近似 (ローレンツガス近似) の下では、 $a_1$  は次のように解析的に求められ、

$$a_1(x) = \begin{cases} \frac{12 D_c}{v_e^3 v_0 Z_i} (x^2 - u_0^2)^{l-1} u_0 x (x^2 - l - u_0^2) & (x \geq u_0) \\ 0 & (x < u_0) \end{cases} \quad (3.22)$$

これを、(3-19) に代入し、(3.21) を用いると、

$$j/p_d = \frac{12}{Z_i l!} u_0 \int_0^\infty x^l (x^2 + u_0^2)^{1/2} e^{-x} dx \quad (3.23)$$

この式は、 $u_0$  が小さい時、

$$j/p_d \rightarrow \frac{12\sqrt{\pi}}{Z_i l!} u_0 \left[ (l + \frac{1}{2})(l - \frac{1}{2}) \cdots \frac{3}{2} \frac{1}{2} \right] \quad (u_0 \rightarrow 0) \quad (3.24)$$

$u_0$  が大きい時、

$$j/p_d \rightarrow \frac{12}{Z_i} u_0^2 \quad (u_0 \rightarrow \infty) \quad (3.25)$$

のように振舞う。従って、電流駆動効率  $j/p_d$  は  $u_0$  が小さい時  $u_0$  に比例して増加し、 $u_0$  が大きくなるとその二乗に比例して増加する。

(3.23) 式を  $u_0^2$  に対してプロットしたものを図 3.2 に点線で示す。また同図の実線は、(3.16) 式から  $a_1$  を数値的に求め、それを用いて  $j/p_d$

を計算した結果である。この図からわかるように、電子-電子衝突の効果と考慮に入れた数値解は、ローレンツガス近似による値に比べ低い値となっている。これは、電子-電子衝突は、速度分布関数における非対称な電子加熱を緩和させる効果を持つことを示している。この電子-電子衝突による効率の低下は  $U_0$  の大きい程著しくなり、その比は約6倍にも達する。

ここで求めた数値解は約10%以内の精度で、

$$\delta/p_d = 4 (\alpha_l U_0 + \beta_l U_0^2) \quad (3.26)$$

と近似される。 $l = 1, 2, 3$  のそれぞれの場合において種々の  $Z_i$  に対して計算した  $\alpha_l$ ,  $\beta_l$  の値を表3.2に示す。

以上の計算結果は、一様磁場中のプラズマに適用されるものであるが、実際のトカマクプラズマではトロイダル磁場  $B_T$  とポロイダル磁場  $B_p$  から合成された磁場配位を持ち、特に  $B_T$  はトーラスの大半径に逆比例して変化する。従って、磁力線に沿って進む荷電粒子のうち



$v_{\perp}/v_{\parallel}$  の大きい粒子は局所的なミラー磁場に捕捉されバナナ軌道を描く。さらに非捕捉粒子も RF によって垂直方向の速度が増加すると、捕捉粒子となるので駆動電流は減少する。このような捕捉電子の効果を入れて磁気面について平均化した駆動電流の値を計算すると、

$$\langle J \rangle = \frac{4\sqrt{2}e}{3\sqrt{\pi}} v_e n_e I_{3 \text{ tot}} \quad (3.27)$$

$$= \text{で、} \quad I_{3 \text{ tot}} = \int_0^{\infty} \{ a_1(x) + b_1(x) \} e^{-x^2} x^3 dx \quad (3.28)$$

であり、 $b_1(x)$  が捕捉電子に由来する項である。特にローレンツガス近似の下で計算した結果を図 3.3 に示す。逆アスペクト比  $\varepsilon \equiv \frac{a}{R} = 0, 0.03, 0.1$  をパラメータとして  $j/p_d$  を  $u_0^2$  の関数としてプロットしてある。また点線は主カ項からの寄与のみを考慮に入れ計算した数値解を示す。 $u_0$  が大きい時、捕捉電子の効果によって  $j/p_d$  はこの効果のない時 ( $\varepsilon=0$ ) に比べて約  $1/2$  倍に減少する ( $\varepsilon=0.1$  の場合)。 $u_0$  が大きい時は共鳴電子は大部分は通過電子であるので、 $j/p_d$  の減少の割合はそれ程大きくはない。しかし、

$U_0$  が小さい時は、捕捉電子の効果は駆動電流を破壊し、 $i/p_d$  が激減する。 $U_0$  が小さいので、RF による加速、または衝突によりわずかに  $v_z$  が増しても、これらの電子は捕捉されてしまうからである。よって捕捉電子を考慮すると高周波駆動電流では位相速度の大きい波動が高效率と考えられる。

## 第四章 実験装置

### § 4-1 WT-2 トカマクと計測装置

電子サイクロトロン波による電流駆動実験は WT-2 トカマクを用いて行われた。

WT-2 トカマクは、大半径  $R = 40 \text{ cm}$ 、小半径  $b = 11.5 \text{ cm}$  のステンレス製ベローズと 7ヶ所のポート部とから成る小型トカマクである。真空容器の外側には  $2 \text{ cm}$  の厚みの Al シェルを持ち、容器内の 1ヶ所にステンレス製のリミター（内半径  $9 \text{ cm}$ ）が設置されている。容器は  $400 \text{ l/sec}$  の排気速度を持つターボ分子ポンプで排気され、約  $100^\circ\text{C}$  のベーキング及び ECR クリーニングを行って  $1 \times 10^{-7} \text{ Torr}$  の真空度まで到達する。また、Ti フラッシュを行うことにより  $8 \times 10^{-8} \text{ Torr}$  まで到達可能である。

プラズマ電流を流すためのオーミック電場は鉄芯トランスを通してプラズマに印加される。鉄芯の飽和磁束は  $0.2 \text{ Volt} \cdot \text{sec}$  であり、トランスの巻線比は  $50:1$  である。ジュール電

源は2台あり、第1ジュール電源は電流立ち上げ用のコンデンサ ( $200\mu\text{F}$ ,  $4.5\text{kV}$ ) と電流保持用のパルスフォーミングネットワーク ( $3.3\text{mF}$ ,  $0.5\text{mH}$ ,  $n=5$ 段) により構成されている。また、第2ジュール電源は、トランジスタ回路により、パルス電圧 (最大  $350\text{V}$ ,  $20\text{ms}$ ) を印加出来、電圧を印加していない時はトランスの1次側を短絡し 外部からオーミック入力がないように構成されている。本実験では、第2ジュール電源を用いてオーミック電場を発生させた。

トロイダル磁場  $B_T$  は18個のトロイダルコイルにより作られ、最大中心磁場  $B_T \leq 15\text{kG}$  まで発生可能である。磁場電源は  $500\text{kJ}$  のコンデンサバンクにより構成され、立ち上がり時間 (印加時よりピーク値到達時間)  $23\text{ms}$ , フラット部 ( $\Delta B/B \leq 10\%$ ) は約  $16\text{ms}$  である。プラズマ平衡用の垂直磁場は、シエル及びその外側の上下に設置された4つのコイルにより作られる。電源は立ち上げ用のコンデンサ及びパルスフ

オーミングネットワークより成り、最大磁場  $B_v \leq 500 \text{ G}$  まで発生可能である。また不正磁場補正用の水平磁場コイルが設置されている。

ガスは水素を使用し、ピエゾバルブによりガスパフを行い、 $p \approx (2 \sim 10) \times 10^{-5} \text{ Torr}$  の圧力のもとで放電させた。

WT-2 トカマクの測定装置を図 4.1 に示す。ループ電圧  $V_L$  を測定するワンターニループ、プラズマ電流を測定するロゴスキークoilはいずれもシェルの外側に設置されている。ポロイダル断面内に設置された磁気プローブによってプラズマ柱の上下、水平方向の位置を知ることが出来る。

プラズマの垂直方向の平均電子密度  $\bar{n}_e$  は  $68 \text{ GHz}$  のマイクロ波 ( $\lambda \sim 4 \text{ mm}$ ) 及び  $\text{HCN}$  レーザー ( $\lambda \sim 0.337 \text{ mm}$ ) を用いた干渉計により測定される。特に  $\text{HCN}$  レーザーを主半径方向に移動させることにより  $\bar{n}_e$  の空間分布測定が可能である。可視、紫外領域の分光器により、プラズマか

ら輻射される種々の波長の光を計測する。主な光として、 $H\alpha$ ,  $H\beta$ ,  $OII$ ,  $OIII$ ,  $OIV$ ,  $OIV$ ,  $CII$ ,  $CIII$ ,  $CV$  等がある。各々の光の強度の時間変化より、電子温度の時間的发展を推測できる。第2高調波電子サイクロトロン輻射強度 (ECE) は  $68\text{GHz}$  のヘテロダイニ方式のラジオメーターにより測定する。プラズマからの放射パワーは焦電検出器 (pyroelectric detector) により観測する。

プラズマから輻射される軟X線強度はSSB検出器 (Silicon Surface Barrier detector) により測定される。この検出器は  $0.2\text{keV}$  から  $70\text{keV}$  までのエネルギーを持つX線に対して感度があるが、種々の厚みのBeやAlの薄膜 (吸収体) を検出器の前に設置することにより、種々のエネルギー領域の軟X線を測定することができる。今、 $h\nu_{\min}$  のエネルギーを持つX線を10%透過する吸収体を用いて得られた信号を  $I_{sx}(h\nu_{\min})$  として表わすことにする。軟X線輻射の空間分布は6チャンネルのSSB検出器列により計測さ

れる。各検出器の空間分解能は、プラズマ中心で約2cmである。硬X線は、プラスチック及びNaIシンチレーターを用いて観測される。またNaI検出器をトーラス下方で大半径方向に掃引することにより硬X線の空間分布を測定できる。波高分析装置により1~500 keVのX線エネルギー分析を行う。この時、1~35 keVのX線は $\text{Si(Li)}$ 検出器を、30~200 keVのX線はNaI検出器を用い、100~500 keVのX線はNaI検出器の前に吸収体を置いて測定した。各検出器によって得られたX線スペクトルは、各測定時に用いたコリメーターより算定した係数を掛けることにより、1つのスペクトルにまとめられる。

## § 4-2 RF加熱装置と立体回路系

プラズマに印加されるEC加熱パワー  $P_{EC}$  はジャイロトロン発振出力を用いた。ジャイロトロンはミリ波領域で100kW以上の高出力を得ることが可能な発振管であり、その発振原

理は、磁場中を高速でラーマー回転する電子の相対論的な質量変化に起因する位相バンキングにより、電子の持つエネルギーを電磁波に与えることによるもので、高効率、高出力ミリ波源である。今回実験に用いたジャイロトロンは発振周波数  $35.6 \text{ GHz}$ 、最大パワー  $120 \text{ kW}$ 、最大パルス幅  $10 \text{ ms}$  である。高圧電源は  $60 \text{ kV}$ 、 $6 \text{ A}$  で 2 回連続してパルスを出すことが出来る。つまり、1 回の放電中に 2 回 ECH パルスが得られるようになっている。発振モードは円形  $\text{TE}_{01}$  モードであり、これを内径  $69 \text{ cm}$  の円形導波管でトーラス近くに伝送し、テーパー管で  $51 \text{ cm}$  の円形導波管にしぼる。トーラスへの入射方法は 2 通りあり、まず第 1 に、トーラス外側（低磁場側）の大半径方向より、 $15 \text{ cm}$  の円形導波管を通して、ブラッド型アンテナによって直線偏波し、プラズマに入射する方法である。第 2 の方法は、トーラス上側より、円形  $\text{TE}_{01}$  モードのまま入射する方法である。この伝送系を図 4.2 に示す。



ヴラソフ型アンテナは、円形導波管を、その中を通る電磁波の素波の伝播角で斜めに切り、それに放物型反射板を取り付けたものである。外形図及びH, E両面内で測定した放射パターンを図4.3に示す。このアンテナを用いることによりTE<sub>01</sub>モードは直線偏波され、導波管軸に対して約42°の角度（ $\approx$ 素波の伝播角）で電磁波が放射される。トラス外側の大半径方向からこのアンテナによりECパワーを入射する場合、アンテナを導波管軸の回りに回転させることにより、次の3通りの入射方法が可能である。まず、プラズマ中の電子のドリフト方向と同方向（以下これを平行方向と呼ぶ）、あるいは、逆方向（反平行方向と呼ぶ）へ、トロイダル磁場に対して約48°の角度をなして、Xモードとして入射可能である。さらに、磁場に垂直方向（垂直方向と呼ぶ）にOモードで入射可能である。

上側入射の場合、32.5φの円形導波管より、円形TE<sub>01</sub>モードのまま入射されるため、Xモード

と O モード とが混在する。この放射パターンを図 4.4 に示す。

また、低域混成波 (LHW) により電流駆動を行うための RF パワーは、マグネトロンのよって得られる。発振周波数 915 MHz, 最大パワー 100 kW, 最大パルス中 40 ms である。発振パワーは 4 導波管に分けられた後、ランチャーと呼ばれる遅波回路を通してプラズマに印加される。各導波管中を伝わる波は、それぞれ  $\pi/2$  ずつ位相差をつけられており、ランチャーから放射された LHW のパワースペクトルは、磁力線方向の屈折率  $N_{||} = 4$  をピークにもち、 $N_{||} = 10$  までは広がったスペクトルとなっている。この立体回路系及びパワースペクトルを図 4.5 に示す。

## 第五章 実験結果

### § 5-1 OH プラズマにおける ECCD

OH プラズマに、電子サイクロトロン波 (ECW) を印加した時、及び、印加しなかった時の典型的な放電波形を図 5.1 (a) ~ (h) に示す。初期プラズマは ECR 予備電離とオーミック加熱パワー  $P_{OH}$  とによって作られた。初期ガス圧  $p \sim 2 \times 10^{-5}$  Torr の水素ガスを充填し、ジャイロトロンからのマイクロ波出力を印加すると、電子サイクロトロン共鳴により、ECR プラズマが生成される。そこに第 2 ジュール電源からの OH 入力  $P_{OH}$  を印加すると、プラズマ電流  $I_p$  は急激に立ち上がり、 $P_{OH}$  パルスの終わりで約 4 kA に達する (図 5.1 (b))。この時、トロイダル磁場  $B_T$  は約 13 kG (EC 共鳴層はほぼプラズマ中心にある。)、平均電子密度  $\bar{n}_e \approx 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  である (図 5.1 (c))。次に、OH パルスを切ると同時に、OH 加熱用トランスの 1 次側を短絡する (1 次側電圧  $V_1 = 0$ ) と、 $I_p$  は減少し始

める。この時、ループ電圧  $V_L$  が電流の減少に対応して生じ ( $V_L \propto -dI/dt$ )、約  $0.5V$  の低い値になる。

このプラズマ中に、ジャイロトロンからの第2のパルス  $P_{EC}$  を印加すると、プラズマパラメータは急激に変化する。 $P_{EC}$  印加と同時に  $V_L$  は急激に零となり、一方、 $I_p$  は  $P_{EC}$  パルスが続く間一定値に保たれる(実線)。この時、 $V_L$  は零に保たれており、従って  $OH$  電場による電流  $I_{OH}$  は流れえない。即ち、プラズマは  $ECW$  によって駆動された電流  $I_{RF}$  のみによって維持されている。ここで、 $P_{EC}$  は大半経方向より、ヴラソフアンテナを通して、平行方向(電子のドリフト方向と同方向)に入射した。 $n_e$  は印加前、約  $0.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  と低い値になっており、パルス印加中ほぼ一定に保たれている。

$P_{EC}$  パルス印加前のプラズマ(以後  $OH$  プラズマと呼ぶ)に、わずかに軟、硬 X 線が観測されていることに注目したい。印加時のプラズマ( $EC$  プラズマ)では、軟、硬 X 線

共に強く増加しており、さらにECEも非熱的輻射レベルの強い輻射を示し、OHプラズマに比べ10倍以上も強くなる(図5.1(d)~(f))。これらの信号は、印加したECWが、OHプラズマ中に存在した超熱電子(suprathermal electrons)に吸収され、それらを強くEC加熱していることを示している。P<sub>EC</sub>印加終了後、I<sub>p</sub>は短時間のうちに減少し、V<sub>L</sub>はそれに伴い急激に正の値になる。この時、硬X線I<sub>hx</sub>は急激に強くなり、超熱電子がこの正值のV<sub>L</sub>によってさらに加速されたことを示している。

一方、パイロ素子検出信号I<sub>pyro</sub>は、P<sub>EC</sub>印加によりほとんど変化を示さなかった(図5.1(g))。プラズマ柱の水平方向の位置は、OHプラズマ時、容器中心より3cm内側に位置しており( $\delta = -3\text{ cm}$ )、それがP<sub>EC</sub>印加により急に外側へ移動した後、徐々に内側に移動している(図5.1(h))。プラズマの抵抗値より推定した、OHプラズマの電子温度T<sub>e</sub>は約70eVであった。この時、T<sub>e</sub>の空間分布は一様であり、有効イオ

ン電荷  $Z_i = 1$  と仮定した。ただし、OH プラズマ中に超熱電子が存在しているため、実際のバルク電子温度はこれより低いと推測される。

ECCD プラズマにおけるバルク電子温度は不純物光の時間変化より推定される。図5.2にOII, OIII, OIV, OVの各不純物イオンからの線スペクトルの時間変化を示す。各不純物光はPec印加中、OHプラズマでの強度とほぼ変化しないか、やや減少している。 $\bar{n}_e$ は印加中変化しないので、これらの信号より、ECCDプラズマ時もバルク電子温度はOHプラズマ時のそれとほとんど同じことがわかる。これから、入射EC波はバルク電子ではなく、OHプラズマ中に存在していた超熱電子に吸収されたことがわかる。

超熱電子のエネルギーは、プラズマから輻射された軟、硬X線のエネルギースペクトルから評価できる。図5.3(a)で示されたプラズマで測定されたX線スペクトルを図5.3(b)に示

す。OH プラズマ (図 5.3 (a) の 5~10 ms 時に測定) では、同図 (b) の (2) に示すように、スペクトルは 30 keV 以下の急しゅんなスロープの部分と、30 keV 以上のやや緩かなスロープの部分から成り、100 keV もの高エネルギーの X 線が観測された。このスペクトルは、OH プラズマ中に、 $V_L$  によって加速された超熱電子が存在していることをよく示している。また、初期の OH プラズマ (図 5.3 (a) の 0~5 ms 時に測定) 中に、すでにこのような超熱電子が存在したことが同図 (b) の (1) のスペクトルからわかる。

ECCD プラズマ (図 5.3 (a) の 10~15 ms 時に測定) では、同図 (b) の (3) に示すように、OH プラズマ に比べ、15 keV 以上の比較的高いエネルギー領域の X 線放射が増えている。このスペクトルは、ほぼ 15 keV のマクスウェル分布から放射されたものとはほぼ一致する。特に 150 keV もの高エネルギーの X 線が観測されていることに注目したい。これは、超熱電子が ECCD により強く加速された結果だと考えられる。

以上のことから、ECCDプラズマは電子温度  $T_e \sim 70 \text{ eV}$ 、電子密度  $\bar{n}_e \simeq 0.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  のバルク電子と、 $T_{e, \text{supra}} \simeq 15 \text{ keV}$ 、 $\bar{n}_{e, \text{supra}} \simeq 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  の超熱電子とから成ることが判った。ここで超熱電子密度は、15 keV の超熱電子によつて 3 kA の電流が荷われるとして計算した値である。

EC 駆動電流  $I_p$  の  $P_{EC}$  依存を図 5.4 に示す。図 5.4 (a) には、3 つの異つた  $P_{EC}$  を OH 放電の終わりに印加した時の  $I_p$  の時間変化を示す。 $P_{EC}$  が大きい時 (実線 (1),  $P_{EC} = 70 \text{ kW}$ )、 $I_p$  は徐々に大きくなる (ラニフアッポ放電)。 $V_L$  は、それに従い負値となる (図 5.4 (c))、即ち、電子のドリフトを妨げる方向に電場が生じる。この放電は、 $I_p$  が EC 波のみによつて駆動されたもので、OH 電場によるものではないことを明白に示している。やや  $P_{EC}$  を下げると (実線 (2),  $P_{EC} = 50 \text{ kW}$ )、 $I_p$  は  $P_{EC}$  印加中、 $V_L = 0$  の状態で、ほぼ一定に保たれる (フラットトップ放電)。さらに  $P_{EC}$  を下げると (実線 (3),  $P_{EC} = 30 \text{ kW}$ )、 $I_p$  は時間とともに徐々に減少し、 $V_L$  は正値を



とる。図 5.4 (b) に、 $P_{EC}$  印加中の電流の時間変化率  $\Delta I_p / \Delta t$  を、 $P_{EC}$  に対してプロットした。 $P_{EC}$  が増すと、 $\Delta I_p / \Delta t$  も負値から零へ、そして 50 kW 以上では正值となる。それに従って、 $V_L$  は正值から零へ、そして負値へと変化する (図 5.4 (c))。この、入射パワーに対する  $I_p$  と  $V_L$  の依存性は、LHCD の場合と同様である。図 5.4 (d), (e) は、ECE と  $I_{sx}$  の信号の  $P_{EC}$  依存をそれぞれ示しており、共に  $P_{EC}$  に比例して増加していることがわかる。本実験では、 $P_{EC}$  パルスをも2回 (ECR 予備電離と EC 電流駆動用として) 用いているため、20 kW 以下の低いパワーでは予備電離がうまくゆかず、再現性が悪くなり、20 kW 以下の  $P_{EC}$  依存は得られなかった。

EC 電流駆動の効率を、 $B_T$  を変え、また、EC 波の入射方法を変えて測定した。図 5.5 (a)~(c) は、平行、反平行、垂直の各々の入射方法に対して得られた、 $V_L$ ,  $\Delta I_p / \Delta t$ ,  $I_{sx}(0.85 \text{ keV})$  の値を、横軸に  $B_T$  及び ECR 層の位置  $r_{ECR}(w=\Omega_e)$

をとりプロットしたものである。また、比較の爲、 $P_{EC}$ を印加しなかった時の値もプロットした(黒丸)。平行方向入射の場合(白丸)、ECR層をポロイダル断面内で、内側より外側へ変化させると( $r_{ECR} = -10\text{cm} \sim +8\text{cm}$ )、 $\Delta I_p/\Delta t$ は負値より零に、そして正值となった後、再び負値となった(図5.5(b))。それに対応して $V_L$ も正值から負値へ、そして再び正值へと変化した(図5.5(a))。特に、ランプアップ放電( $\Delta I_p/\Delta t > 0$ )は、ECR層が磁気軸中心よりやや内側にある時に可能であった。また、この時、強い軟X線輻射が観測されており(図5.5(c))、超熱電子のEC加熱が起きていることがわかる。 $V_L$ ,  $\Delta I_p/\Delta t$ の、ECR層の位置に対する依存性は、反平行入射( $\Delta$ )、垂直入射( $\times$ )の場合もほぼ同様であったが、ECCDの効率としては平行入射が一番高かった。

6chのSSB検出器列を用いて、 $I_{sx}(0.2\text{keV})$ ,  $I_{sx}(0.85\text{keV})$ の空間分布の時間変化を測定した(図5.6)。各信号はそれぞれ、プラズマ中のバ

ルク電子及び超熱電子の分布に対応するものと考えられる。Pec印加中、 $r_{ECR}$ の位置は、図中に点線で示すように、時間とともにゆっくり内側に変化している。図のように、Pec印加により、 $I_{sx}(0.85\text{ keV})$ は強く増加するが、 $I_{sx}(0.2\text{ keV})$ はほとんど変化しない。特に、 $I_{sx}(0.85\text{ keV})$ はPec印加直後、ECR層の内側( $\Omega_e/\omega > 1$ )のところで強くなり、徐々に外側( $\Omega_e/\omega < 1$ )にピークが移っていく。

この $B_T$ 依存性より、EC電流駆動は、 $r_{ECR}$ が磁気軸のやや内側に存在している時に効果的に行え、また、この傾向や駆動電流の流れる向きは入射手法によらないことが判った。

反対に、 $r_{ECR}$ がトーラス中心より外側にある時は、 $I_p$ の増加は小さく、さらに外側に設定した時は、 $I_p$ は逆にECHによって減少した。この時でも、EC波は超熱電子に吸収されている(図5.5(c))。この効果は、トーラス外側で強く電子がEC加熱された結果、その磁場に対して垂直方向のエネルギーが増加し、局所

ミラー磁場に捕捉されてしまった為、電流を荷う電子が減少した結果だと考えられる。この結果は、カラム研究所のToscaトカマクでの結果とよい一致を示している。<sup>[27]</sup>しかし、Toscaにおける実験は、 $P_{EC}$ が $P_{OH}$ 入力と一緒に印加されているため、電流の増加が電流駆動によるものか、電子加熱によるものか区別するのが困難であった。

図 5.1 のフラットトップ放電での結果を用いて、ECCDの効率を計算すると、

$$\eta = \frac{\bar{n}_e \cdot I_p R}{P_{EC}} \sim 1 \times 10^{-4} \text{ (} 10^{20} \text{m}^{-2} \text{ kA/kW)}$$

となる。この値は、WT-2でのLHCDで得られた値  $\eta \sim 6 \times 10^{-3}$  に比べて小さい値となっている。<sup>[7.8]</sup>

## § 5-2 ECR プラズマにおける EC CD

WT-2 トカマクにおいて、EC 波のみによって生成されたプラズマ、即ち、ECR プラズマ中で、トロイダル電流が生成された。

図 5.7 に、ECR プラズマの典型的な放電波形を示す。トロイダル磁場  $B_T$  及び垂直磁場  $B_v$  が存在する時、ECR プラズマを生成すると、プラズマ電流  $I_p$  が流れ、7ms のパルスの最後で約 1.5 kA に達した (図 5.7 (c))。この時、 $B_v$  は定常で、OH 加熱用トランスの 1 次側は短絡している。 $I_p$  の立ち上がり時には、負の  $V_L$ 、即ち電子のドリフトを妨げる方向に電場が生じている。電子密度  $n_e$  は最初  $4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  に達するが、徐々に減少し、 $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  程度になる (図 5.7 (d))。バルク電子温度はラングミュアプローブによって測定され、約 20 eV である。 $I_{sx}$  (0.85 keV) 及び  $I_m$  (68 GHz) [非熱的輻射レベルである] は徐々に増加している (図 5.7 (e), (f))。  $I_{pyro}$  は密度と同様な時間変化を示す (図 5.7 (g))。軟 X 線の波高分析により、この E

ECR プラズマ中には  $2 \sim 3 \text{ keV}$  の超熱電子が存在することが判った。<sup>[38]</sup>

$B_v$  を変化させた時に得られた  $I_p$  を、2つの入射方法（平行、及び反平行）と、2つの  $B_T$  の方向に対してプロットした（図 5.8）。 $I_p$  の流れる向きは、 $B_v$  の方向のみによって決定され、 $B_T$  や入射方法には依存しなかった。

同様に、電流の、 $B_T$  及び  $r_{ECR}$  に対する依存性を図 5.9 に示す。 $I_p$  は入射方法によらず、 $r_{ECR}$  がほぼプラズマ中心にある時最大となり、また、電流の流れる方向は、ECR 層の位置に依存しないことがわかった。

ECR プラズマにおけるトロイダル電流生成には、垂直磁場  $B_v$  が重要な役割を荷っている。<sup>[39]</sup> 図 5.10 に、磁場  $B_T$  及び  $B_v$ 、そして電子のトロイダルドリフト  $V_{dr}$  の方向を示す。 $B_T$  のみが存在する単純トーラスでは、電子は  $B_T$  と同方向、あるいは反対方向に動くと共に、トロイダルドリフトを受け、 $B_T$  と垂直方向（図 5.10 では上方向）に移動し、トロイダル電流は流

れない。ここに、 $B_V$ を加えると、図 5.10 の (a) 方向にドリフトする電子は、磁力線に沿って移動することによって、上方向へのトロイダルドリフトが打ち消される ( $v_i = v_{\perp} B_{\perp} / B_T \sim V_{dr}$ )。一方、同図 (b) 方向にドリフトする電子は、上方向へのドリフトが助長される。従って、前者の電子は後者 compared、より長い間閉じ込められることになる。つまり、磁力線に沿って一方向にドリフトする電子と、反対方向にドリフトする電子とでは損失の割合が異なり、その結果、磁力線に沿って非対称な電子速度分布関数が形成され、トロイダル電流が流れる。

図 5.10 に見られるように、電子がより閉じ込められる方向は、 $B_V$ の方向が逆転すると、逆転する。しかし、 $B_T$ の方向を変えても、トロイダルドリフトの向きも逆転する為、電流の流れる方向は変化しない。つまり、非対称な電子分布関数を形成する電子のドリフト方向は、 $B_V$ の方向のみに依存し、 $B_T$ の方向には

依らない。この推論は、図 5.8, 図 5.9 の実験結果と一致する。そして、この様にして形成された電子速度分布関数の非対称成分は、入射 EC 波の非対称な吸収、電子加熱を引き起こし、第 3 章で述べた機構により、EC 波による電流駆動を引き起こす。この時、駆動電流の方向は、入射 EC 波のスペクトル（入射方法）や、ECR 層の位置に依らず、初期に形成された速度分布関数の非対称な電子群のドリフト方向のみによって決定される。つまり、駆動電流の形成機構は、前節の OH プラズマにおける EC CD と同様である。

駆動電流の  $\bar{n}_e$ 、及び  $P_{EC}$  依存を図 5.11 (a), (b) にそれぞれ示す。  $I_p$  は、  $P_{EC}$  及び  $1/\bar{n}_e$  に比例して増加する。この実験結果より、電流駆動効率  $\eta$  は、

$$\eta = \frac{\bar{n}_e \cdot I_p \cdot R}{P_{EC}} \sim 1.2 \times 10^{-4} \text{ (} 10^{20} \text{ m}^{-2} \text{ kA/kW) }$$

となり、前節で得られた結果とほぼ一致する。電流の時間的立ち上がり率は  $0.2 \text{ kA/ms}$  であり、WT-2 での LH 波のみによる電流立ち上げ時の値と同じであった。<sup>[14,15]</sup>



### § 5-3 LHC D プラズマにおける ECCD

OH プラズマに比べ、低域混成波により電流駆動されたプラズマ (LHC D プラズマ) 中には、LH 波と共鳴相互作用し、電流を荷う高速電子が多数存在する。[例えば、 $N_{||}=4$  の RF は 17 keV の高速電子と共鳴する。] 従って、この LHC D プラズマに EC 波を印加すれば、EC 波はこの高速電子に吸収され、また、イオンの衝突は、電子が高速になるほど減少するため、より高効率な電流駆動が期待できる。この実験も世界で初めて W7-2 において行われた。<sup>[40]</sup>

図 5.12 にその典型的な放電波形を示す。

EC R プラズマに LH 波を印加すると、プラズマ電流  $I_p$  が立ち上がり、約 3 kA の電流が駆動される。この、RF のみによって生成されたトカマクプラズマを RF トカマクと呼んでいる。このプラズマに、EC 波を、トーラス上側より入射し、LH 波と EC 波との複合電流駆動を行った。

トロイダル磁場  $B_T$  が強く、約 15 kG の時、EC 波を印加すると、電流は、LH 波のみの場合に比べ、より早く立ち上がり始め、PEC パルスの終わりでは、より大きな電流が駆動されている (図 5.12 (a))。しかも、この増加分は PEC パルス後もほとんど減衰しない。この電流の増加は、EC 波による駆動電流と考えられる。また、電子のドリフトを妨げる方向に生じていた  $V_L$  も、この電流増大に伴い、その値が増加した。 $\bar{n}_e$  は EC/H 印加によりほとんど変化しないが、OH プラズマでの EC/CD と同様に、 $I_{sx}(0.85 \text{ keV})$ ,  $I_{Hx}$ ,  $I_m(68 \text{ GHz})$  が強く増加する (図 5.12 (c)~(e))。一方で、 $I_{sx}(0.2 \text{ keV})$ ,  $I_{pyro}$  や不純物イオンからの光  $I_L(OII, OIII, OIV, OV)$  はほとんど変化しない (図 5.12 (f)~(k))。これらの結果から、高速電子が EC 加熱される一方で、バルク電子には EC 波はほとんど吸収されていないことがわかる。つまり、高速電子加熱により EC/CD が起こっており、前節の OH プラズマや EC/R プラズマでの EC/CD の結果と一

致している。

$B_T$ を変え、 $Y_{ECR}$ に対してECHの効果を変えてみた結果を図5.13に示す。図5.13(a)に示すように、 $B_T$ が強く、ECR層がトーラス外側ぎりぎりにある時、ECHにより電流が増加する。逆に、 $B_T$ が低く、ECR層がトーラス中心よりやや内側にある時は、ECH印加により電流値が下がる( $\Delta I_p / \Delta t < 0$ )。この時の典型的な放電波形を図5.14に示す。 $P_{EC}$ 印加により $\Delta I_p / \Delta t$ は負となり、電流は減少し始める。そして $P_{EC}$ パルスの終わりでは、印加しない時より低い電流値になっている(図5.14(a))。この時、 $V_L$ はわずかに正值、即ち電子のドリフトを助ける方向に働いている(図5.14(b))。 $\bar{n}_e$ は $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ から $4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ に増加している(図5.14(c))。 $I_{\mu}(68 \text{ GHz})$ 、 $I_{sx}(0.85 \text{ keV})$ はわずかに増加するが、図5.12に比べるとその増加は小さい(図5.14(d),(e))。一方、 $I_{sx}(0.2 \text{ keV})$ 、 $I_{pyro}$ 共に、 $P_{EC}$ 印加により急激に増加する(図5.14(f),(g))。特徴的なのは、不純物光の時間変化である。

$P_{ec}$ 印加により、励起エネルギーの低い  $OII$ ,  $OIII$  の光は減少する一方、励起エネルギーの高い  $OIV$ ,  $OV$  は強く増加する (図 5.14 (h)~(k))。  $\bar{n}_e$  が増加していることを考えると、この変化はバルク電子温度が上昇していることを示している。光の相対強度より、大まかに推定を行うと、電子温度は  $20\text{ eV}$  より  $70\text{ eV}$  に上昇している。

6ch の SSB 検出器列、及び、 $NaI$  検出器を用いて  $I_{sx}(0.2\text{ keV})$ ,  $I_{sx}(0.85\text{ keV})$ ,  $I_{hx}(20\text{ keV})$  の輻射 X 線の空間分布測定を行った (図 5-15)。  $I_{sx}(0.2\text{ keV})$  の分布 (図 5.15 (a), (d)) は、HCN レーザーを用いた  $n_e$  分布にほぼ一致し、バルク電子の分布を示すものと考えられる。一方、 $I_{sx}(0.85\text{ keV})$ ,  $I_{hx}(20\text{ keV})$  共に高速電子の分布に対応すると考えられる。  $P_{ec}$ 印加により電流が増加する場合、 $I_{sx}(0.2\text{ keV})$  はほとんど変化せず、一方で  $I_{sx}(0.85\text{ keV})$ ,  $I_{hx}(20\text{ keV})$  は強く増加する (図 5.15 (a)~(c))。この時、ECR 層 ( $\omega = \Omega_e$ ) は、 $P_{ec}$  パルスの間、図中に矢印で示すように

変化するが、 $r_{ECR} \sim 0.7a$  に対し、 $r_{peak} \sim 0.3a$  と、 $I_{sx}$ 、 $I_{hx}$  の分布のピークと一致しない。ここで  $a$  は小半径をあらわす。つまり、高速電子が ECR 加熱された領域は  $\omega = \Omega_e$  の ECR 層より高磁場側にシフトしており、その領域は  $\Omega_e/\omega = 1.07$  のところに対応している。このずれは、EC 共鳴条件における相対論効果に起因すると考えられ、次章で検討を行う。反対に、PEC 印加により電流が減少する場合、 $I_{sx}(0.2 \text{ keV})$  が強く増加する一方、 $I_{sx}(0.85 \text{ keV})$ 、 $I_{hx}(20 \text{ keV})$  はほとんど変化していない（図 5.15 (d)~(f)）。この時、バルク電子加熱が起きていると考えられ、加熱領域も ECR 層と一致している。

$B_T \simeq 15 \text{ kG}$  の時（PEC 印加により電流が増加する時）、X 線の波高分析を行った結果を図 5.16 に示す。RF トカマクからは、 $300 \text{ keV}$  以上の高エネルギー X 線輻射が観測されている。PEC 印加により  $20 \sim 200 \text{ keV}$  の高エネルギー領域の X 線輻射が約 3 倍程増大している。一方、20

keV以下はほとんど変化してない。  $B_T \simeq 12 \text{ KG}$  の時は、PECEP加により  $4 \sim 500 \text{ keV}$  のX線輻射はほとんど変化しなかった。

## 第六章 実験結果に対する考察

### § 6-1 OH プラズマ 及び ECR プラズマ における ECCD

#### ◎ 6-1-1 ECCD の機構

第三章で述べたように、Fisch と Boozer らの理論によれば、ECCD は、磁力線方向に非対称な電子加熱を行って、非対称な抵抗を作り出すことにより形成される。従って、ECCD を行うためには、波のエネルギーを、磁力線に沿った一方向に動く電子のみに与えることが必要である。ところが、トーラス配位ではトロイダル磁場は大半径に逆比例して変化する。従って、EC 共鳴条件  $\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} = \Omega_e / \gamma$  (第二章 (2.2.33)) におけるドップラー効果により、ECR 層の内側 ( $\Omega_e / \omega > 1$ ) では波の伝播方向と逆方向に動く電子 ( $k_{\parallel} v_{\parallel} < 0$ ) が、外側 ( $\Omega_e / \omega < 1$ ) では波と同方向に動く電子 ( $k_{\parallel} v_{\parallel} > 0$ ) が EC 波と共鳴する。波がプラズマ中を伝播

し、ECR層の両側で同じように吸収されるとなると、ECR層の両側で互いに逆向きの電流が駆動され、全体としては電流は生成されない（相殺効果）。このため、ECCDを行うには、入射波はECR層の片側だけで完全に吸収されねばならず、従って、ターゲットプラズマは光学的に厚い、つまり、入射EC波がECR層に到達する前に完全に吸収してしまうものでなければならぬ。この条件を満たすには、電子温度が十分高く、密度も濃いプラズマでなければならず、WT-2のような小型トカマクでは実現困難な条件である。この理由により、これまで世界的にもECCDの実験はほとんど行われなかった。

今回、我々が世界で初めてECCD実験に成功したのはこれとは別の機構による。即ち、初期プラズマ中に超熱電子などが存在し、電子速度分布関数が磁力線方向に非対称になっているようなプラズマを生成し、そこにEC波を入射することにより、選択的にこれらの



電子をEC加熱し、さらに非対称性を助長し、プラズマ電流を駆動する方法である。このような、初期の非対称速度分布関数は、例えば、OHプラズマではオーミック電場によって加速された超熱電子によって形成されるであろうし、ECRプラズマにおいては前章で述べたように磁場 $B_T$ と $B_V$ とによって形成される。

今、初期プラズマに非対称な速度分布関数が必要であることを示すため、OHプラズマの初期ガス圧力を変え、 $P_{EC}$ を印加した時の各種のプラズマパラメータの変化を図6.1に示す。初期ガス圧力が低い（ $p \sim (2 \sim 5) \times 10^{-5}$  Torr）時、OHプラズマからわずかに $I_u$ や $I_{sx}$ が輻射されている（図6.1 (b), (c)の黒丸）。つまり、初期プラズマ中に超熱電子が存在していることを示している。このプラズマに $P_{EC}$ を印加すると、非常に強い $I_u$ や $I_{sx}$ が輻射され（白丸）、超熱電子が強くEC加熱されたことを示す。一方、 $\bar{n}_e$ ,  $I_{pyro}$ ,  $I_L(OV)$ には変化が見られず（図

6.1 (d)~(f)、EC波印加によってバルク電子の密度や温度が変化しなかったことを示す。このような低ガス圧領域では、 $\Delta I_p / \Delta t$  はほとんど零、つまり定常的に電流が駆動されている(図 6.1 (a))。ところが、ガス圧を上げていくと ( $p \geq 6 \times 10^{-5}$  Torr)、初期 OH プラズマでは  $\bar{n}_e$ ,  $I_{pyro}$ ,  $I_L(OV)$  は  $p$  と共に徐々に増加し、 $I_\mu$ ,  $I_{sx}$  は減少する。つまり、超熱電子が存在しなくなる。この高ガス圧領域では、EC印加により  $I_\mu$ ,  $I_{sx}$  はほとんど変化せず、一方で、 $\bar{n}_e$ ,  $I_{pyro}$ ,  $I_L(OV)$  は強く増加している。つまり、EC波は主にバルク電子に吸収されたことがわかる。そして、この時には、 $\Delta I_p / \Delta t$  も  $p$  増加と共に減少し、もはや EC印加により電流が駆動されなくなる。

以上の結果から、ECCDは初期プラズマに、OH電場で加速された超熱電子が存在しているようなスライドアウェイ放電においてのみ達成されることがわかる。このような超熱電子は入射EC波を強く吸収し、速度分布関

数の非対称性を強める。

ECRプラズマにおいても、EC駆動電流は同様な機構によって達成される。この時、初期の非対称分布関数は、低ガス圧のECRプラズマにおいて、 $B_v$ を加えることにより、互いに逆方向に動く電子の閉じ込め時間が異なることから生じる。EC駆動電流の向きは、初期電子速度分布関数の非対称な電子群のドリフト方向によって決定される。Levitron<sup>[4]</sup>において、やはりECRプラズマでEC駆動電流が観測された。しかし、この実験においては、初期電子速度分布関数が対称なものであったため、ECR層の両側で逆方向に電流が流れた。

結論として、初期プラズマ中に超熱電子が存在する時、入射EC波はこれらの電子に強く吸収され、その結果、非対称な電子加熱が起こり、プラズマ電流が駆動される。この機構では、共鳴条件のドップラー効果に起因する相殺効果は起こらない。なぜなら、共鳴電

子が一方向にのみ動き、 $E$  の駆動電流を形成しているため、 $E$  の波の入射方向により、このドリフト方向が変わることがないからである。 $E$  の波がこれらの超熱電子に強く吸収されるのは、第二章で述べたように波の吸収係数が共鳴電子のエネルギーが増加するに従い増加するからである。

本実験では、平行入射、反平行入射時に、 $X$ -モード波をトーラス外側（低磁場側）より入射している。第二章で述べたように、この入射方法では、 $R$  ハンドカットオフ層がプラズマ中に出来るため、波は  $E$  の  $R$  層に到達できない。従って入射波は  $E$  の共鳴層に到達する前に容器壁で何回も反射を繰り返して、 $X$  から  $O$  モードに偏波面を変えるか、あるいはプラズマと容器壁の間を反射したから、 $R$  ハンドカットオフ層を起え、 $E$  の  $R$  層に到達し吸収されるであろう。このような過程によってたとえ波を一方向にのみ入射したとしてもその方向性はあいまいなものとなってくる。

それにもかかわらず 初期プラズマの電子速度分布関数が非対称であつたため、非対称な電子加熱が起こり 電流が駆動された。

ここで述べた EC CD の機構は非常に魅力的なものである。なぜなら、上述した様に、入射波の角度や、共鳴領域の位置を厳密に決定する必要がなく、また、共鳴電子のエネルギーが大きくなればなるほどその衝突周波数は小さくなるため、EC CD の効率上がるからである。このような高速電子に EC 波を吸収させ EC 電流駆動を行なう実験は、LH CD プラズマに EC H を印加することにより行われた。この EC 波と LH 波との複合電流駆動により、電流立ち上げ率を倍増するなどの効果を上げている。(第五章参照)

### ⑥ 6-1-2 EC CD の効率

実験で得られた EC CD の効率も、第三章で導いた理論値と比較してみる。

(3.2) 式より

$$\eta \equiv \frac{\bar{n}_e I_p R}{P_{EC}} = 0.306 \left( \frac{j}{p_d} \right) \frac{(T_e/10 \text{ keV})}{\ln \Lambda} \quad [10^{20} \text{ m}^{-2} \text{ kA/kV}] \quad (6.1)$$

一方、 $j/p_d$  の値は、Fisch-Boozer に よれ ば、

(3.10) 式 より

$$j/p_d \sim \frac{6}{5+z_i} u_0^2 \quad (6.2)$$

ここで、 $u_0 = v_{th}/v_e = (v - \Omega_e)/k_{\perp} v_e$  であり、 $z_i$  は プラズマ イオンの有効電荷数である。

また、Cordey らによると、(3.26) 式より、

$$j/p_d \sim 4 (\alpha_1 u_0 + \beta_1 u_0^2) \quad (6.3)$$

表 3.2 を用いて  $\omega \sim \Omega_e$  ( $l=1$ )、 $z_i=4$  の時、 $\alpha_1=0.65$ 、 $\beta_1=0.14$  を得る。

今、実験値より、共鳴超熱電子のエネルギーが  $T_{e, \text{supra}} \sim 15 \text{ keV}$ 、バルク電子の温度  $T_e \sim 70 \text{ eV}$  とすると、(6.2) 式より  $j/p_d \sim 143$ 、(6.3) 式より  $j/p_d \sim 158$  となる。(6.1) 式にこれらの値と、 $\ln \Lambda = 15$  を代入すれば、 $\eta \sim 2.0 \times 10^{-2}$  となる。この値は、実験で得られた値  $\eta \sim 1 \times 10^{-4}$  に比べると 2 桁大きな値となっている。この相違は、①、入射 EC 波が、一部、プラズマの生成や壁での損失で失われた。②、プラズマ電流を荷

う超熱電子の閉じ込め時間が非常に短い。

③ 準線形理論をそのまま本実験結果にあてはめるのは無理がある。 ④ この理論計算では捕捉電子の効果が入っていない。 などの理由が考えられるが、現在のところ明確ではない。 より詳細な実験及び理論的検討が必要である。

### ◎ 6-1-3 MHD 平衡

WT-2 において得られた EC 駆動電流の値を、横軸に  $B_v$  をとり、図 6.2 に示す。 ここで、各記号は、■: OH プラズマの後での EC CD, □, ECR プラズマでの EC CD を示す。 図中の直線は、MHD 平衡式

$$B_v = \frac{\mu_0 I_p}{4\pi R} \left( \ln \frac{8R}{a} + \beta_p + \frac{l_i}{2} - \frac{3}{2} \right) \quad (6.4)$$

を示す。 ここで  $R = 40 \text{ cm}$ ,  $a = 8 \text{ cm}$ ,  $\beta_p = 1$ ,

$l_i = 1$  とした。 また、比較の為、OH プラズマの後での LH CD (●), ECR プラズマでの LH CD (○), そして展型的な OH プラズマにおける  $I_p$  (△) を示す。

これらの結果より、EC CD プラズマは、  
WT-2 での他のトカマク放電、即ち、OH プラズマや LH CD プラズマ と同一の MHD 平衡式に一致することがわかる。これは、本実験で得られた EC CD プラズマ がトカマク配位を形成していることを示しており、また、その  $g_a$  値は、約 44 ( $B_T \sim 13 \text{ kG}$ ,  $I_p \sim 3 \text{ kA}$ ) と計算される。



## § 6-2 LHCD プラズマにおける ECCD

### ◎ 6-2-1 EC 共鳴条件における相対論効果

LH 波によって電流駆動されたプラズマ中には、LH 波と共鳴する高速電子が存在している。このプラズマに EC 波を印加すると、前章で述べた様に、 $\gamma_{ECR}$  がトーラス外側寄り寄りのところに存在する時、入射 EC 波はこの高速電子と共鳴し、EC 波と LH 波との複合電流駆動がおこる。この時注目すべきことは、実際の加熱領域が ECR 層の位置より高磁場側にシフトしていることである (図 5.15 (b), (c))。第二章で述べた様に、EC 共鳴条件は、相対論効果を考慮に入れて

$$1 - N_{\parallel}(v_{\parallel}/c) = (\Omega_e/\omega) \cdot \left\{ 1 - (v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2)/c^2 \right\}^{1/2} \quad (6.5)$$

と書かれる。ここで  $N_{\parallel}$  は電子サイクロトロン波の、磁場に平行方向の屈折率であり、この実験での上側入射に対しては、 $|N_{\parallel}| \leq 0.23$  と与えられる。この式に、実験で強く高速電子加熱が起こった場所での磁場  $\Omega_e/\omega = 1.07$  を入

れ、 $|v_{\perp}| \ll |v_{\parallel}|$  として近似すると、共鳴する電子のエネルギーは、 $10 \sim 20 \text{ keV}$  となる。これは、図 5.16 に示された X 線の波高分析において、X 線強度が増加したエネルギー領域と一致する。また、ECR 層を変えた時の  $I_{sx}(0.85 \text{ keV})$  の空間分布を図 6.3 に示すが、このように、分布のピークから ECR 層が離れるに従って強く加熱が起こっていることがわかる。しかも、それに伴い、駆動電流も増加している（図 5.13 (a)）。さらに大半径方向から、磁場に対して平行、反平行、垂直方向と入射方法を変え、同様に実験を行ったが、得られた結果はほぼ同じであった。

以上のことから、EC 波印加により、強く高速電子加熱が起こった領域が、 $\omega = \Omega_e$  の ECR 層から高磁場側にずれている理由は、EC 共鳴条件における相対論効果によるものと結論できる。このような高速電子のイオンとの衝突時間は非常に長く、例えば  $n_e = 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ,  $Z_i = 2$  の時、 $50 \text{ keV}$  の電子の衝突時間は約  $60 \text{ ms}$

にもなる。従って  $P_{EC}$  ボルスを切れた後も、増加した電流値は減衰を受けずに保たれている (図 5.12 (a))。

一方、ECR 層がトーラス中心よりやや内側にある時、バルク電子加熱が起こるが、この時、電流が減少する理由として、①、バルク電子密度の増加が LHC の効率を減じた。②、EC 波印加により、高速電子の閉じ込めが悪化した。③ ECH による、プラズマ柱の内側への移動により、LH 波と高速電子とのカップリングが悪化した。等が考えられるが、今だ明らかではない。

### ◎ 6-2-2 ECH と LH 波 とによる複合電流駆動の効率

図 6.4 に、電流の時間に対する立ち上がり率  $\Delta I_p / \Delta t$  の RF パワー ( $P_{EC}$  または  $P_{LH}$ ) に対する依存性を示す。LH 波のみ ( $P_{EC} = 0$ ) のとき、 $P_{LH}$  が 20 kW のところまで入射パワーに比例して  $\Delta I_p / \Delta t$  は増加するが、それ以後はほぼ一定値

をとる (図 6.4 (1))。この時、パワー一定の EC 波 ( $P_{EC} = 62 \text{ kW}$ ) を印加すると、 $\Delta I_p / \Delta t$  は  $P_{LH}$  に比例し、 $P_{LH} \approx 60 \text{ kW}$  まではほぼ  $P_{LH}$  に比例して増大し、 $P_{EC} = 0$  の時に比べ、約 3 倍もの値に達する (図 6.4 (2))。一方、パワー一定の  $P_{LH}$  ( $P_{LH} = 60 \text{ kW}$ ) で電流を駆動している時に EC 波を印加すると、やはり  $\Delta I_p / \Delta t$  は  $P_{EC}$  に比例して増大する (図 6.4 (3))。もし、 $P_{rf}$  に対する  $\Delta I_p / \Delta t$  の変化、即ち  $d(\Delta I_p / \Delta t) / d P_{rf}$  が電流駆動効率  $\eta_{rf}$  に比例するならば、図 6.4 より明らかたように、 $P_{LH}$  一定時での  $\eta_{EC}$  は、 $P_{EC}$  一定時での  $\eta_{LH}$  とほぼ等しい。この結果は、第三章の (3.12) 式、
$$\eta_{EC} / \eta_{LH} \sim \frac{3}{4} \left\{ 1 + \left( \frac{v_{\perp}}{2v_{\parallel}} \right)^2 \right\}^{-1} \sim 1 \quad \text{と一致する。}$$

## 第七章 まとめ

(1) WT-2 トカマクにおいて、誘導電場により生成したスライドアウェイ放電に、OH 入力を遮断した後 電子サイクロトロン周波数近傍の高周波を印加したところ、プラズマ電流は一定値に保持、あるいは時間とともに増加した。

(2) この初期プラズマには、誘導電場により加速された超熱電子が存在しており、磁力線方向に非対称な電子速度分布を形成している。このような非対称成分が強く EC 加熱を受けた結果、この非対称性が強められ、EC 駆動電流が生成されたと考えられる。

(3) 初期プラズマ中に超熱電子が存在しない場合、RF はバルク電子に吸収された。このような対称な加熱では EC 駆動電流は生じなかった。

(4) EC 電流駆動効率<sup>5</sup>は、EC R 層<sup>10</sup>がトーラス中心よりやや内側<sup>15</sup>にある時に高い。他方、

ECR層をトーラス外側に近づけると効率<sup>5</sup>は減少し、ついにはRFによって電流が減少するように<sup>10</sup>なる。この効果は、ECHによって捕<sup>15</sup>捉電子が増加したためだと考えられる。また、駆動電流の方向や、ECR層の位置に対する依存性は、RFの入射方向を変えても同じであった。

(5) ECR共鳴によって作られたECRプラズマにおいてもトロイダル電流が生成された。その電流立ち上げ率 $\Delta I/\Delta t$ は約0.2 kA/msであり、WT-2において得られたLHWによる電流立ち上げ率とほぼ同程度であった。

(6) ECRプラズマにおいて、流れる電流の方向は、垂直磁場 $B_v$ の向きによって決定され、RFの入射方向やECR層の位置によ<sup>5</sup>らなかった。このことは、駆動電流の方向は、電子速度分布の、 $B_v$ によって形成された非対称成分の方向性によって決定されることを示している。

(7) このECED実験の結果は次のように

解釈される。即ち、印加 EC 波は 初期 プラズマの電子速度分布に、磁力線方向に非対称に含まれる超熱電子によって吸収され、この非対称性を強め、EC 駆動電流を生成した。

このような機構による非対称加熱では、EC R 層の両側で駆動電流の向きが逆転することではなく、相殺効果は生じない。

(8) 本実験で得られた EC 電流駆動効率  $\eta$  は約  $1 \times 10^{-4}$  ( $10^{20} \text{ m}^{-2} \text{ kA/kW}$ ) であり、理論値に比べて低い値となっている。

(9) RF トカマクプラズマに EC 波を印加し、電流を荷う高速電子を加熱すると、RF 電流駆動効率は増大し、電流の立ち上げ率が倍増した。このような高速電子加熱時では、EC 共鳴層が相対論効果により高磁場側に変位している。

(10) この EC 波と LH 波との複合電流駆動において、駆動効率の RF パワーに対する依存性は、EC 波、LH 波それぞれに対して同程度であり、理論からの予想と一致した。

## 謝 辞

本研究を進めるうえで、終始御指導、助言をしていただいた田中茂利教授に心から感謝の意を表します。また、著者が大学院へ進学以来、ECM実験やジャイロトロンの研究に直接御指導いただいた曙道恭助教授に、改めて感謝致します。前川孝助手をはじめ研究室のう々には、連夜の実験、数多くの有益な議論をして頂き、心より感謝致します。最後に陰ながら協力を惜しまなかった妻佐和子に感謝する次第です。



## References

- 1 D.F.H.Start, ed.: *Non-Inductive Current Drive in Tokamaks* (Proc. of IAEA Tech.Committee Meeting Culham,1983), Vols.1 and 2, Culham Lab. Abingdon, UK (1983)
2. T.Yamamoto, T.Imai, M.Shimada, N.Suzuki, M.Maeno, S.Konoshima, T.Fujii, K.Uehara, T.Nagashima, A.Funahashi, and N.Fujisawa : Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 716.
3. T.Maekawa, T.Saito, M.Nakamura, T.Cho, S.Kubo, T.Shimozuma, Y.Terumichi, Y.Hamada, and S.Tanaka : Phys. Lett. 85A (1981) 339. ; M.Nakamura, T.Cho, S.Kubo, T.Shimozuma, K.Yamazaki, H.Kawai, T.Maekawa, Y.Terumichi, Y.Hamada, and S.Tanaka : J. Phys. Soc. Jpn. 51 (1982) 3696.
4. K.Ohkubo, S.Takamura, K.Kawahata, T.Tetsuka, K.Matsuura, N.Noda, K.Sakurai, S.Tanahashi, and J.Fujita : Nucl. Fusion 22 (1982) 203.
5. S.C.Luckhardt, M.Porkolab, S.F.Knowlton, K.-I.Chen, A.S.Fisher, F.S.McDermott, and M.Mayberry : Phys. Rev Lett. 48 (1982) 152.
6. D.Van Houtte, G.Briffod, P.Chabert, C.Gormezano, J.How, G.Ichtchenko, G.Melin, B.Moulin, F.Parlange, and J.C.Vallet : Nucl. Fusion 24 (1984) 1485.
- 7 M.Nakamura, T.Cho, S.Kubo, T.Shimozuma, H.Kawai, K.Yamazaki, T.Maekawa, Y.Terumichi, Y.Hamada, and S.Tanaka : Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1902.
8. M.Nakamura, T.Cho, S.Kubo, T.Shimozuma, A.Ando, K.Ogura,

- T.Maekawa, Y.Terumichi, and S.Tanaka : J. Phys. Soc. Jpn.  
53 (1984) 3399.
9. S.Bernabei, C.Daughney, P.Efthimion, W.Hooke, J.Hosea,  
F.Jobes, A.Martin, E.Mazzucato, E.Meservey, R.Motley,  
J.Stevens, S.Von Goeler, and R.Wilson : Phys. Rev Lett.  
49 (1982) 1255.
10. M.Porkolab, J.J.Schuss, B.Lloyd, Y.Takase, S.Texter,  
P.Bonoli, C.Fiore, R.Gandy, D.Gwinn, B.Lipshultz, E.Marmar,  
D.Pappas, R.Parker, and P.Pribyl : Phys. Rev. Lett. 53  
(1984) 450.
11. M.J.Mayberry, M.Porkolab, K.-I.Chen, A.S.Fisher, D.Griffin,  
R.D.Kaplan, S.C.Luckhardt, J.Ramos, and R.Rohatgi : Phys.  
Rev Lett. 55 (1985) 829.
12. F.Leuterer, D.Eckhardt, F.Söldner, G.Becker, *et.al.* :  
Phys. Rev Lett. 55 (1985) 75.
13. F.C.Jobes, S.Bernabei, T.K.Chu, W.M.Hooke, E.B.Meservey,  
R.W.Motley, J.E.Stevens, and S.Von Goeler : Phys. Rev.  
Lett. 55 (1985) 1295.
14. S.Kubo, M.Nakamura, T.Cho, S.Nakao, T.Shimozuma, A.Ando,  
K.Ogura, T.Maekawa, Y.Terumichi, and S.Tanaka : Phys. Rev.  
Lett. 50 (1983) 1994.
15. S.Kubo, T.Cho, M.Nakamura, S.Nakao, T.Shimozuma, A.Ando,  
K.Ogura, T.Maekawa, Y.Terumichi, and S.Tanaka : J. Phys.  
Soc. Jpn. 53 (1984) 1047
16. K.Toi, K.Ohkubo, K.Kawahata, Y.Kawasumi, K.Matsuoka, N.Noda,  
Y.Ogawa, K.Sato, S.Tanahashi, T.Tetsuka, E.Kako, S.Hirokura,

- Y.Taniguchi, S.Kitagawa, Y.Hamada, J.Fujita, and K.Matsuura :  
 Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 2144.
17. F.Jobes, J.Stevens, R.Bell, S.Bernabei, A.Cavallo, T.K.Chu,  
 S.Cohen, B.Denne, P.Efthimion, E.Hinnov, W.Hooke, J.Hosea,  
 E.Mazzucato, R.McWilliams, R.Motley, S.Suckewer, G.Taylor,  
 J.Timberlake, S.Von Goeler, and R.Wilson Phys. Rev Lett.  
 52 (1984) 1005.
  18. N.J.Fisch : Phys. Rev Lett. 41 (1978) 873.
  19. C.F.F.Karney and N.J.Fisch : Phys. Fluids 22 (1979) 1817
  20. N.J.Fisch and A.H.Boozer : Phys. Rev Lett. 45 (1980) 720.
  21. C.F.F.Karney and N.J.Fisch : Nucl. Fusion 21 (1981) 1549.
  22. V.S.Chan, S.C.Chiu, J.Y.Hsu, and S.K.Wong : Nucl. Fusion  
 22 (1982) 787
  23. J.G.Cordey, T.Edlington, and D.F.H.Start : Plasma Phys. 24  
 (1982) 73.
  24. D.F.H.Start, J.G.Cordey, and T.Edlington : Plasma Phys. 25  
 (1983) 447
  25. D.F.H.Start, M.R.O'Brien and P.M.V.Grace : Plasma Phys. 25  
 (1983) 1431
  26. R.A.Cairns, J.Owen, and C.N.Lashmore-Davies : Phys. Fluids  
 26 (1983) 3475.
  27. M.W.Alcock, B.Lloyd, A.W.Morris, D.C.Robinson, and  
 D.F.H.Start : *Proc. of the Ninth Int. Conf on Plasma  
 Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Baltimore,  
 1982* Paper No. IAEA CN-41/I-5.
  28. T.H.Stix : *The Theory of Plasma Waves*, (McGraw-Hill, New

- York, 1962)
29. A.I.Akhiezer, I.A.Akhiezer, R.V.Polovin, A.G.Sitenko and K.N.Stepanov : *Plasma Electrodynamics*, (Pergamon Press, Oxford, 1975)
  30. V.D.Shafranov : *Reviews of Plasma Physics* Vol.3 pp.1 - 157 (Consultants Bureau, New York, 1966)
  31. B.D.Fried and S.D.Conte : *The Plasma Dispersion Function* (Academic Press, New York, 1961)
  32. T.H.Stix : *Phys. Rev Lett.* 15 (1965) 878.
  33. T.Maekawa, S.Tanaka, Y.Terumichi, and Y.Hamada : *Phys. Rev Lett.* 40 (1978) 1379.
  34. T.Maekawa, S.Tanaka, Y.Terumichi, and Y.Hamada : *J Phys. Soc. Jpn.* 48 (1980) 247
  35. T.Shimozuma, T.Maekawa, Y.Terumichi, S.Tanaka, and M.Okamoto : *J. Phys. Soc. Jpn.* 52 (1983) 4176.
  36. J.G.Cordey : *Plasma Physics and Controlled Fusion* 26 (1984) 123.
  37. S.Tanaka : *Kakuyugo-Kenkyu* (Fusion Research) (in Japanese) 49 (1983) 445.
  38. T.Cho, K.Ogura, A.Ando, H.Tanaka, M.Nakamura, S.Nakao, T.Shimozuma, S.Kubo, T.Maekawa, Y.Terumichi, and S.Tanaka : *Nucl. Fusion* 26 (1986) 349.
  39. T.Shimozuma, J.Takahashi, H.Tanaka, T.Maekawa, Y.Terumichi, S.Tanaka, and M.Okamoto : *J. Phys. Soc. Jpn.* 54 (1985) 1360.
  40. A.Ando, K.Ogura, H.Tanaka, M.Iida, S.Ide, M.Nakamura,

T.Maekawa, Y.Terumichi, and S.Tanaka : Nucl. Fusion 26  
(1986) 107

- 41 D.F.H.Start, N.R.Ainsworth, J.G.Cordey, T.Edlington,  
W.H.W.Fletcher, M.F.Payne, and T.N.Todd : Phys. Rev. Lett.  
48 (1982) 624.

## 図の説明

図 2.1 電子サイクロトロン周波数近傍における CMA ダイアグラム。各直線は、それぞれ ①  $\omega = |\Omega_e|$ , ②  $\omega = \omega_{pe}$ , ③  $\omega = \omega_{UH}$ , ④  $\omega = \omega_R$ , ⑤  $\omega = \omega_L$  をあらわす。また、各領域に書かれた楕円等は、2つのモードの波面をあらわす。斜線部は、Xモードが伝播できない領域を示す。

図 2.2 トーラス断面内の共鳴、遮断層の位置、及び、X.Oモード波の伝播を、CMA ダイアグラムと対比して示す。  
 (a)  $\omega_{pe}^2(0)/\omega^2 < 1$ , (b)  $1 < \omega_{pe}^2(0)/\omega^2 < 2$ ,  
 (c)  $2 < \omega_{pe}^2(0)/\omega^2$

図 2.3 (2.2.31) 式の  $f(\xi)$ 。電子サイクロトロン共鳴のドップラー効果による吸収領域の広がりを見せている。

図 2.4 (2.2.29) 式の  $\phi_j(\theta, \xi)$ 。電子サイクロトロン吸収係数の伝播角依存性を示す。実線は X モード 点線は O モードに対応する。

図 2.5  $\lambda = 1.0$  とおいた時の、 $\xi$  に対する関数  $\alpha(\xi, \lambda)$ 。

図 2.6 X モードから電子バーンシュタイン波へのモード変換の様子を、縦軸に  $n_{\perp}^2$ 、横軸に密度をとり、示す。

図 2.7 WT-2 パラメータ ( $R_0 = 40 \text{ cm}$ ,  $a = 9 \text{ cm}$ ) を用いて計算した ECW の軌道及びその吸収。  $f = 35 \text{ GHz}$ ,  $\omega \simeq \Omega_e(0) \simeq \omega_{pe}(0)$ ,  $T_e(0) \simeq 300 \text{ eV}$ 。トラス内側 ( $r = -4.5 \text{ cm}$ ) より、X モードを、磁場に対して  $80^\circ$  入射した。

図 3.1 種々の電流駆動法における、規格化された速度  $U_0 (= v_i/v_e)$  に対する、規格化された電流駆動効率  $j/p_d$ 。

図 3.2  $EC$   $CD$ ,  $LH$   $CD$  における、電流駆動効率  $j/p_d$  の、 $U_0^2$  に対する依存。実線：数値解，点線：ローレンツガス近似を用いた解析解。

図 3.3 捕捉電子の効果を入れた、 $EC$  電流駆動効率の、 $U_0^2$  に対する依存。逆アスペクト比  $\varepsilon = 0, 0.03, 0.1$  の各場合についてプロットした。実線：ローレンツガス近似，点線： $n=1$  の項のみを考慮に入れて計算した数値解。

表 3.1 非誘導電流駆動方法

表 3.2 (3.26) 式における  $\alpha_e, \beta_e$  の値



図 4.1 WT-2 トカマク装置と、主要な RF 加熱装置、及び計測システム。

図 4.2 ECH 立体回路系

図 4.3 (a) ヴラソフアンテナ、及び、このアンテナを用いて測定した (b) H 面、(c) E 面内での放射パターン。( $f=35.5\text{GHz}$ )

図 4.4 (a) 上側入射時のアンテナ、及び、(b) 円形導波管アンテナ (内径  $32.5\phi$ ) からの H 面内での放射パターン。

図 4.5 (a) LHH 立体回路系と、(b) ランチャーからの LHH パワースペクトル。

図 5.1 RF を加えた時 (実線), 及び, 加えない時 (点線) のプラズマパラメータの時間変化。 (a) ループ電圧  $V_L$ , (b) プラズマ電流  $I_p$ , (c) 平均電子密度  $\bar{n}_e$ , (d) 硬 X 線信号  $I_{hx}$ , (e) 軟 X 線信号  $I_{sx}$  (0.85 keV), (f) 電子サイクロトロン輻射  $I_\mu$  (68 GHz), (g) パイロ検出器信号  $I_{pyro}$ , (h) プラズマ柱の水平位置  $\delta$ 。水素ガス ( $p = 2 \times 10^{-5}$  Torr) で放電し、途中でガスパフを行う。ECR 層は、 $B_T$  の時間変化に伴い、RF 印加中に  $r_{ECR} = 0.2 \text{ cm} \sim -4.6 \text{ cm}$  のように変化する。

図 5.2 RF を印加した時 (実線), 及び、印加しない時 (点線) の不純物線 ( $OII, OIII, OIV, OV$ ) 強度の時間変化。この時の電流の時間変化も示す。

図 5.3 (a) フラットトップ放電時の  $I_p$ , 及び、(b) この放電の 3 つの時間 (1)  $t=0$

~5ms, (2) 5~10ms, (3) 10~15ms 時に測定した 軟及び硬X線の波高分析による X線のエネルギー スペクトル。

図 5.4 (a) (1)  $P_{EC} = 70 \text{ kW}$ , (2)  $P_{EC} = 50 \text{ kW}$ , (3)  $P_{EC} = 30 \text{ kW}$  の各パワーを印加した時の  $I_p$  の時間変化、及び、(b)  $I_p$  の時間変化率  $\Delta I_p / \Delta t$ , (c)  $V_L$ , (d)  $I_M (68 \text{ GHz})$ , (e)  $I_{sx} (0.85 \text{ keV})$  の印加 RF パワー  $P_{ECH}$  依存。

図 5.5 (a)  $V_L$ , (b)  $\Delta I_p / \Delta t$ , (c)  $I_{sx} (0.85 \text{ keV})$  を、次の3通りの入射方法で ECR 層の位置  $r_{ECR}$  と  $B_T(r=0)$  に対してプロットした。(○): 平行方向入射, (△): 反平行方向入射, (×): 垂直方向入射, (●): ECH を印加しない時のデータ。

図 5.6 SSB 検出器列により測定した、(a)  $I_{sx} (0.2 \text{ keV})$ , (b)  $I_{sx} (0.85 \text{ keV})$  の空間分布の時間変化。ECR 層の時間変化

( $r_{ECR} = 0.5 \sim -2.3 \text{ cm}$ ) は図中に点線です。

図 5.7 ECR プラズマにおける、(a) 入射パワー -  $P_{EC}$ , (b)  $V_L$ , (c)  $I_p$ , (d)  $\bar{n}_e$ , (e)  $I_{sx}$  (0.85 keV), (f)  $I_{\mu}$  (68 GHz), (g)  $I_{pyro}$  の時間変化。  $B_V = -14 \text{ G}$  で一定。  $p = 2 \times 10^{-5} \text{ Torr}$   $\text{H}_2$ ,  $P_{EC} = 72 \text{ kW}$ ,  $r_{ECR} = 0 \sim -1.2 \text{ cm}$ 。

図 5.8 (a)  $+B_T$ , (b)  $-B_T$  の場合における、電流  $I_p$  のピーク値の、 $B_V$  に対する依存。符号は、 $B_T$  と  $I_p$  に対しては時計回りの方向を正、 $B_V$  に対しては上方向を正とした。○:  $P_{EC}$  を時計回りの方向へ入射、△: 反時計回りの方向へ入射した時のデータを示す。

図 5.9  $r_{ECR}$  に対する  $I_p$  のピーク値。

○: 時計回り入射, △ 反時計回り入射。  $B_V = -14 \text{ G}$ 。

図 5.10  $B_T$  と  $B_V$  の磁場配位, 及び, トロイダルドリフト  $V_{dr}$  の方向。 (a) 方向に動く電子は, 磁力線に沿ったドリフトにより,  $V_{dr}$  は打ち消される。 (b) 方向では, 反対に, 助長される。

図 5.11 (a)  $I_p$  の  $\bar{n}_e$  依存, (b)  $I_p$  の  $P_{EC}$  依存。  $P_{EC}$  は時計回りの方向へ入射。  $B_V = -14 G$ 。  
実線は 電流駆動効率  $\eta = \bar{n}_e \cdot I_p \cdot R / P_{EC} = 1.2 \times 10^{-4} (10^{20} m^{-2} kA/kW)$  に対応。

図 5.12 RF トカマクに  $P_{EC}$  を印加した時 (実線), 及び, 印加していない時 (点線) の (a)  $I_p$ , (b)  $V_L$ , (c)  $\bar{n}_e$ , (d)  $I_{H1} (68 GHz)$ , (e)  $I_{Sx} (0.85 keV)$ , (f)  $I_{Sx} (0.2 keV)$ , (g)  $I_{pyro}$ , (h)  $I(OII)$ , (i)  $I(OIII)$ , (j)  $I(OIV)$ , (k)  $I(OV)$  の時間変化。  $B_T (r=0) = 15.3 \sim 14.7 kG$ ,  $r_{ECR} = +8.2 \sim +6.3 cm$ ,  $P_{EC} = 80 kW$ ,  $P_{LH} = 48 kW$ ,  $p = 6 \times 10^{-5} Torr H_2$ 。

図 5.13  $r_{ECR}$  に対する, (a)  $dI_p/dt$ , (b)  $I_\mu(68\text{GHz})$ ,  
 (c)  $I_{sx}(0.85\text{keV})$ , (d)  $I_{pyro}$ , (e)  $\bar{n}_e$  の依存性。  
 ○ は,  $P_{EC}$  印加時の, ● は印加しない  
 時のデータ。

図 5.14 RF トカマクに  $P_{EC}$  を印加した時  
 (実線), 及び, 印加しない時 (点線) の  
 各プラズマパラメータ (図 5.12 と  
 同一) の時間変化。  $B_T(r=0) = 12.1 \sim 11.2\text{kG}$ .  
 $r_{ECR} = -2.0 \sim -4.8\text{cm}$ 。

図 5.15 SSB 検出器列、及び、NaI 検出  
 器で測定した軟、硬 X 線の空間分布。  
 (a), (b), (c) は図 5.12 に対応。 (d), (e), (f)  
 は図 5.14 に対応する。 (e), (f) では、図  
 のスケールを (b), (c) に比べ 5 倍に拡大  
 している。  $P_{EC}$  印加中の ECR 層の  
 時間変化を図中に矢印で示す。

図 5.16 軟、硬 X 線の波高分析により測定

した X 線のエネルギー スペクトル。

○: ECH 印加時, ●: ECH を印  
加しない時のデータを示す。図 5.12  
のプラズマ ( $t=14\sim 19\text{ms}$ ) で測定。

図 6.1 初期ガス圧  $p$  に対する, (a)  $\Delta I_p / \Delta t$ ,  
 (b)  $I_{sx}(0.85 \text{ keV})$ , (c)  $I_\mu(68 \text{ GHz})$ , (d)  $\bar{n}_e$ , (e)  
 $I_{pyro}$ , (f)  $I(0V)$  の依存性。○: ECH  
 を印加, ●: ECH を印加しない時  
 のデータを示す。

図 6.2 OH プラズマにおける ECCD (■)  
 と, ECR プラズマにおける ECCD  
 (□) で得られた  $I_p$  の  $B_v$  依存。比較  
 の為, OH プラズマにおける LHCD  
 (●), ECR プラズマにおける LHCD  
 (○), 及び典型的な OH プラズマ ( $\Delta$ )  
 で得られた  $I_p$  もプロットした。実線  
 は, (6.4) 式であらわされる MHD 平  
 衡式に対応する。

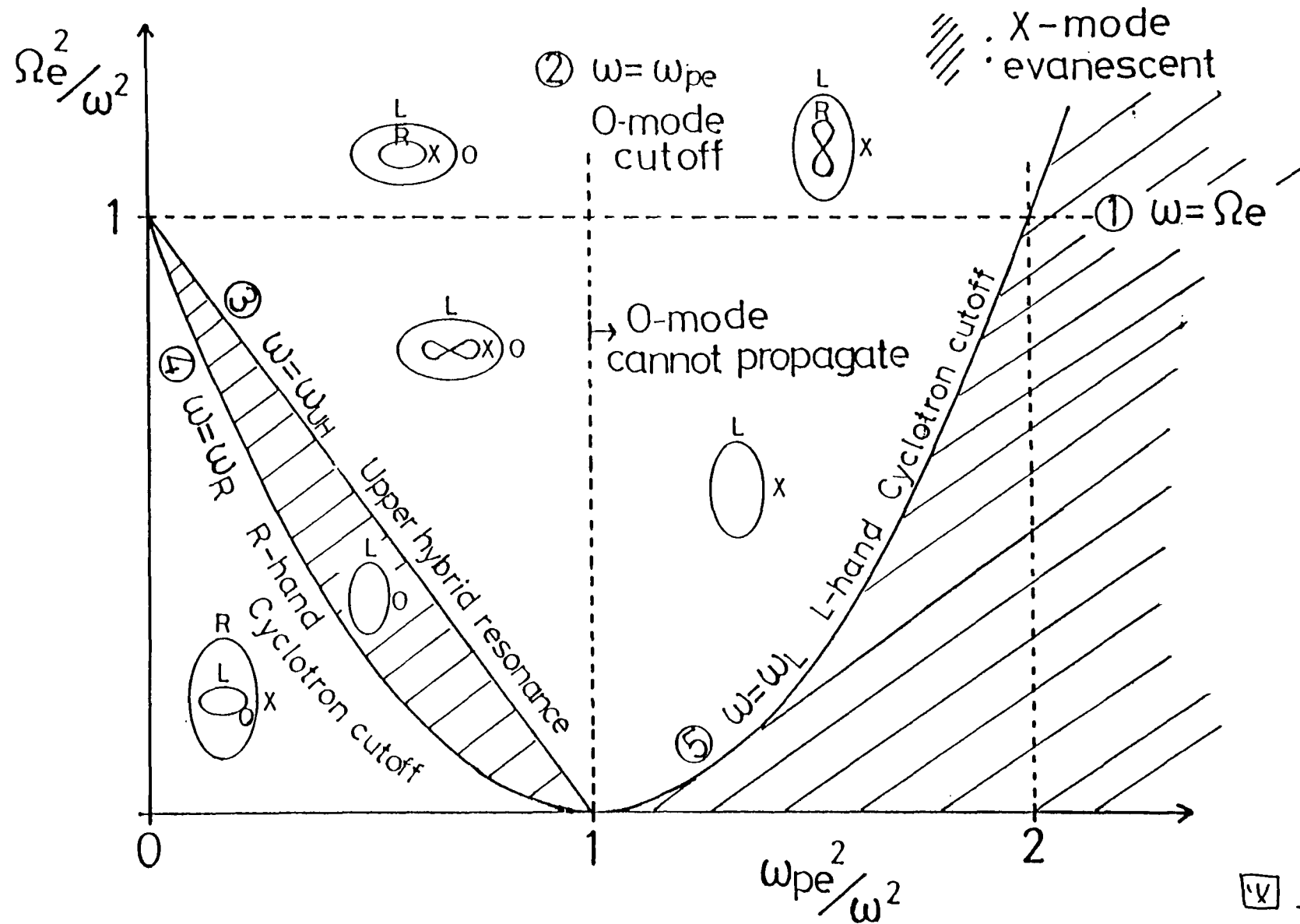
図 6.3  $I_{sx}(0.85 \text{ keV})$  の空間分布。各  $B_T$  に  
 対して得られた分布と、その時の E  
 CR 層の位置を矢印で示す。



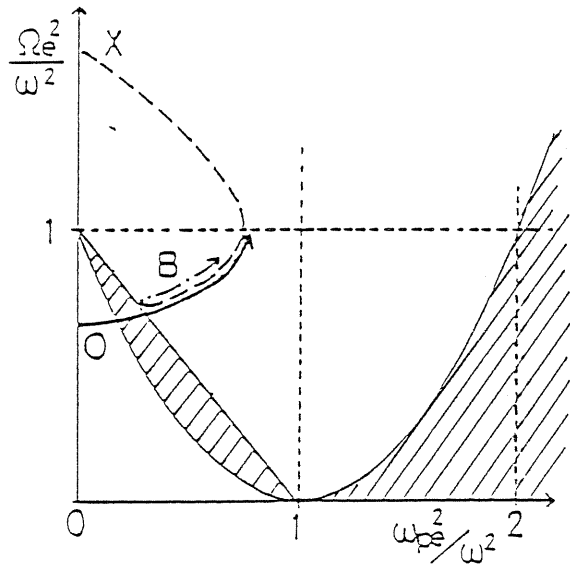
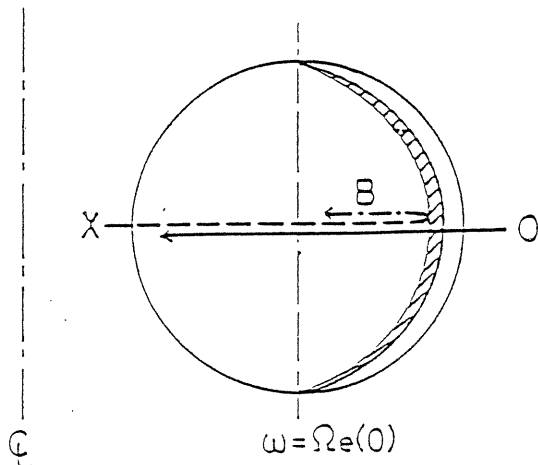
図 6.4  $\Delta I_p / \Delta t$  の RF パワ -  $P_{RF}$  依存。  $B_T = 15 \text{ kG}$ 。

- (1)  $P_{EC} = 0$  での  $P_{LH}$  依存, (2)  $P_{EC} = 62 \text{ kW}$  での  $P_{LH}$  依存, (3)  $P_{LH} = 60 \text{ kW}$  での  $P_{EC}$  依存。

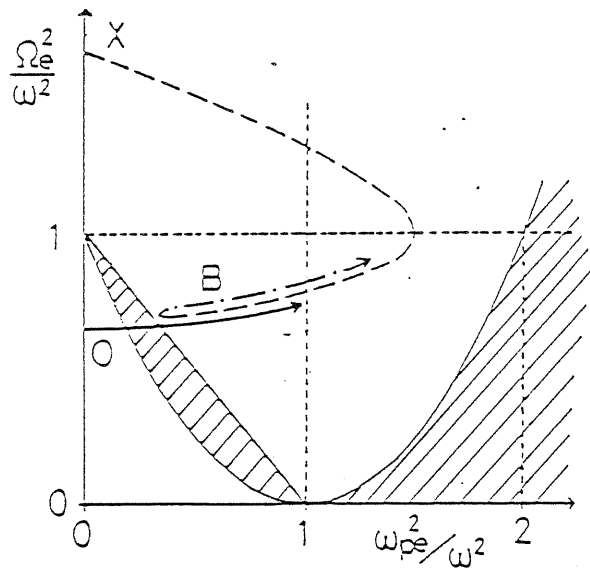
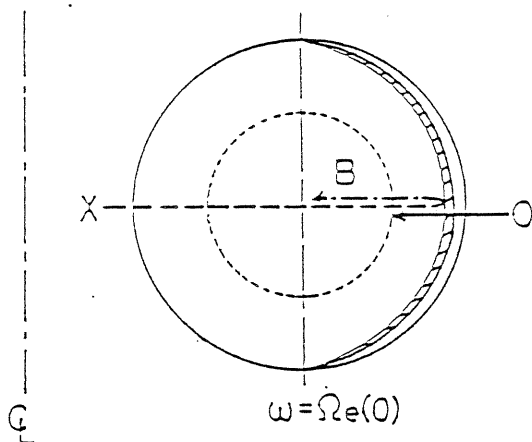
# CMA Diagram



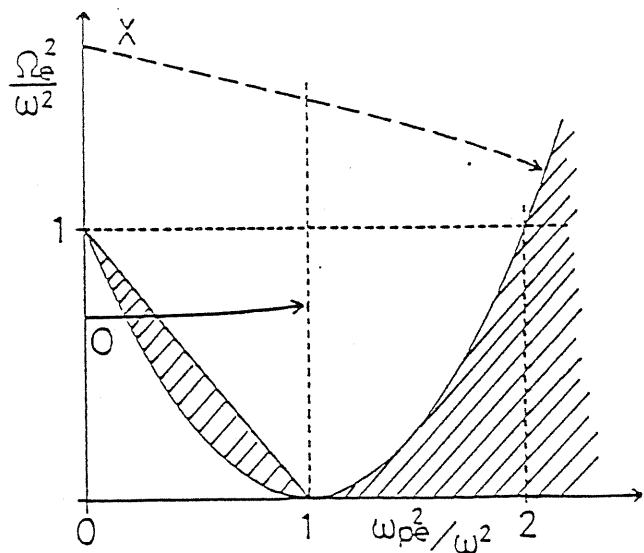
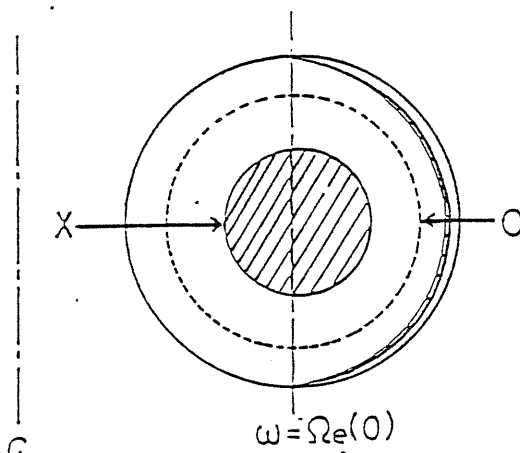
a)  $\omega_{pe}^2(0)/\omega^2 < 1$



b)  $1 < \omega_{pe}^2(0)/\omega^2 < 2$



c)  $2 < \omega_{pe}^2(0)/\omega^2$



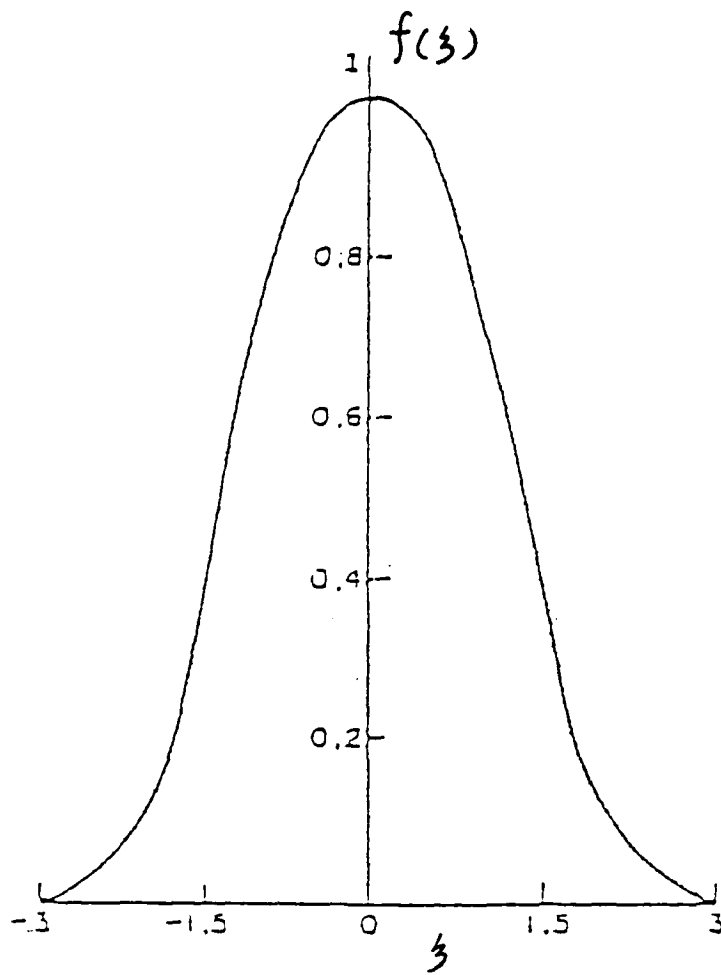


Fig 2.3

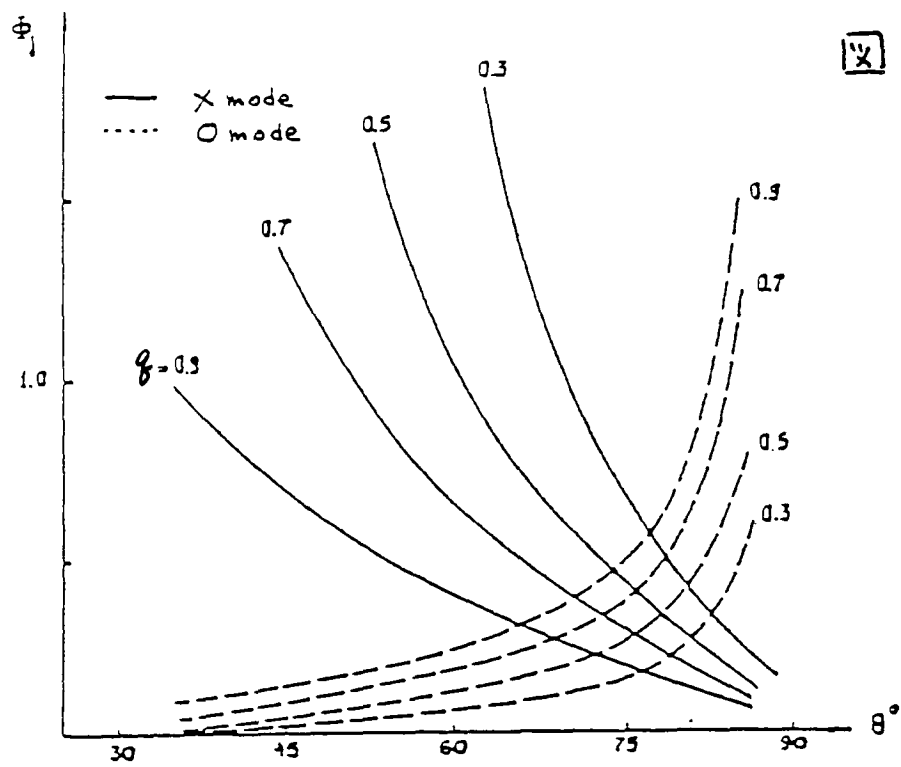
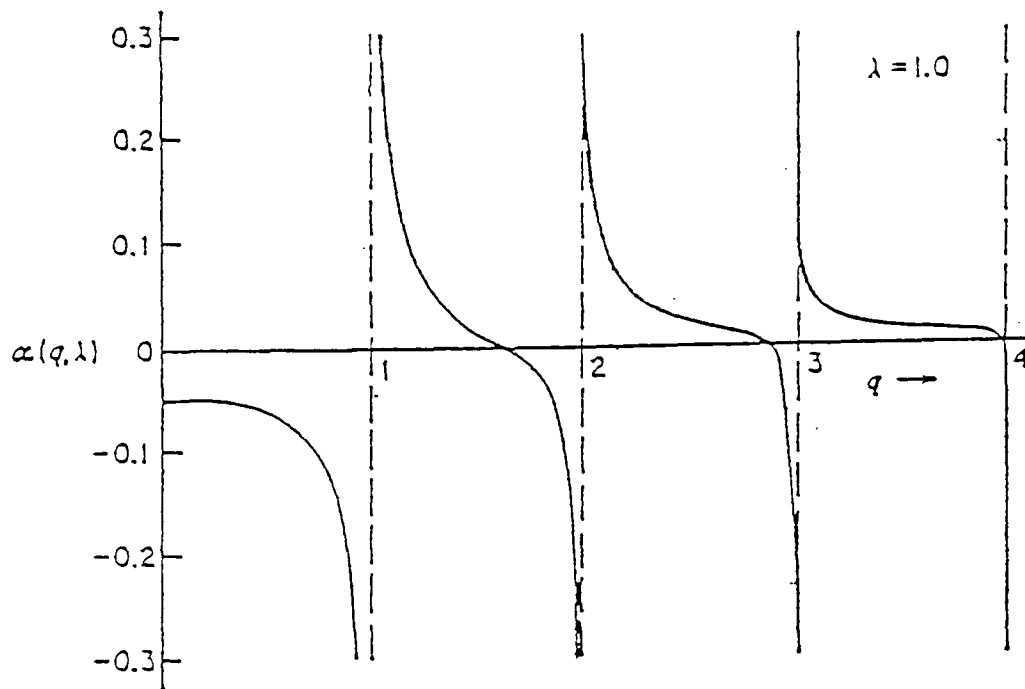
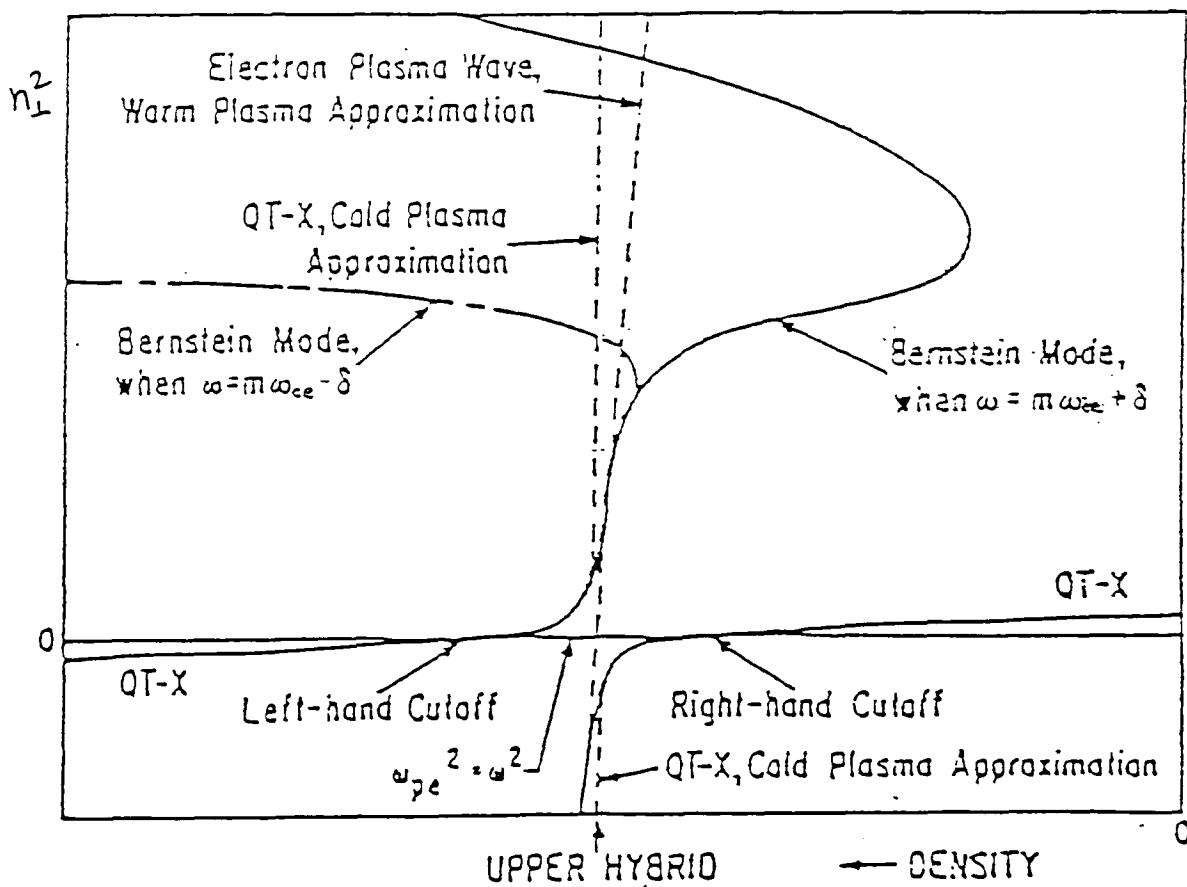


Fig 2.4

Angular dependence of absorption coefficients for various values of  $q$



Plot of  $\alpha(q, \lambda)$  versus  $q$  for  $\lambda = 1.0$ . [From I. B. Bernstein (1958).]



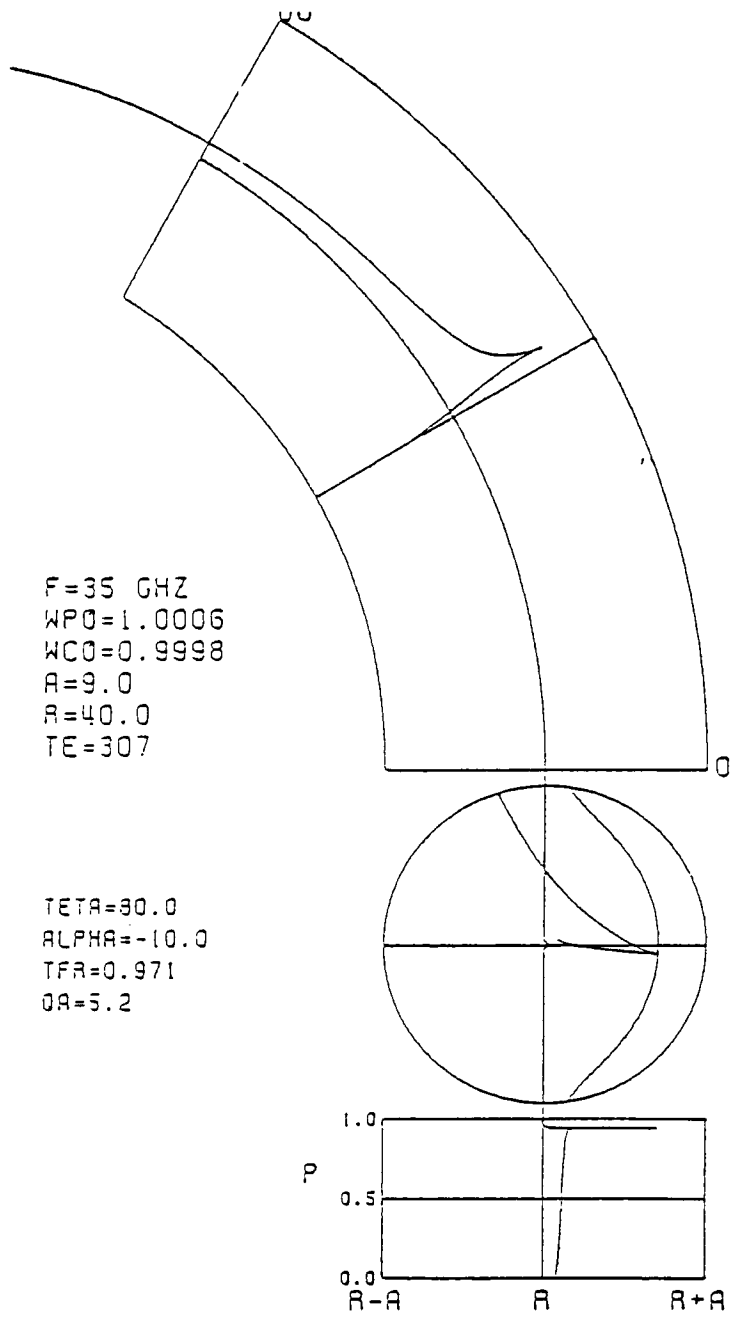
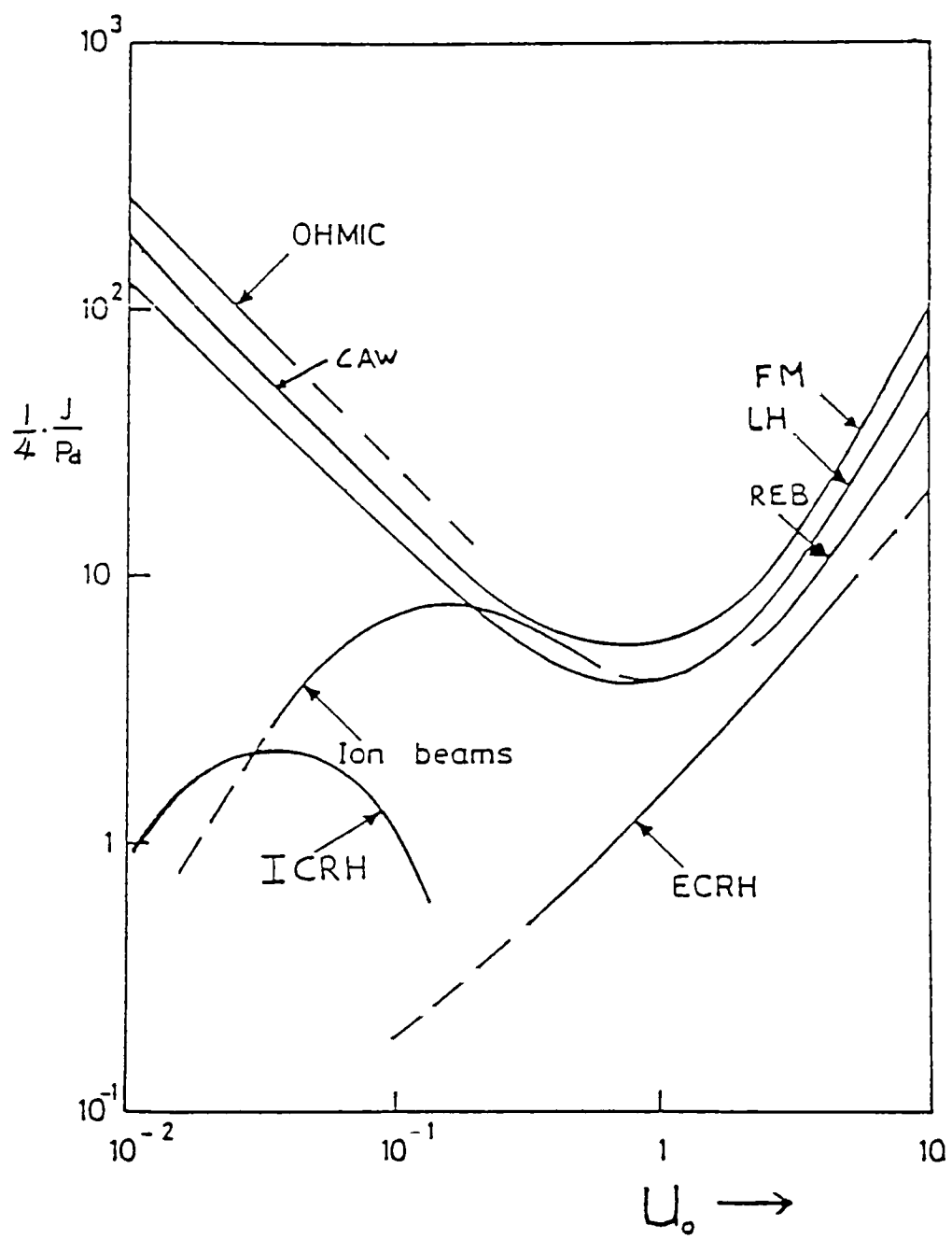


图 2.7



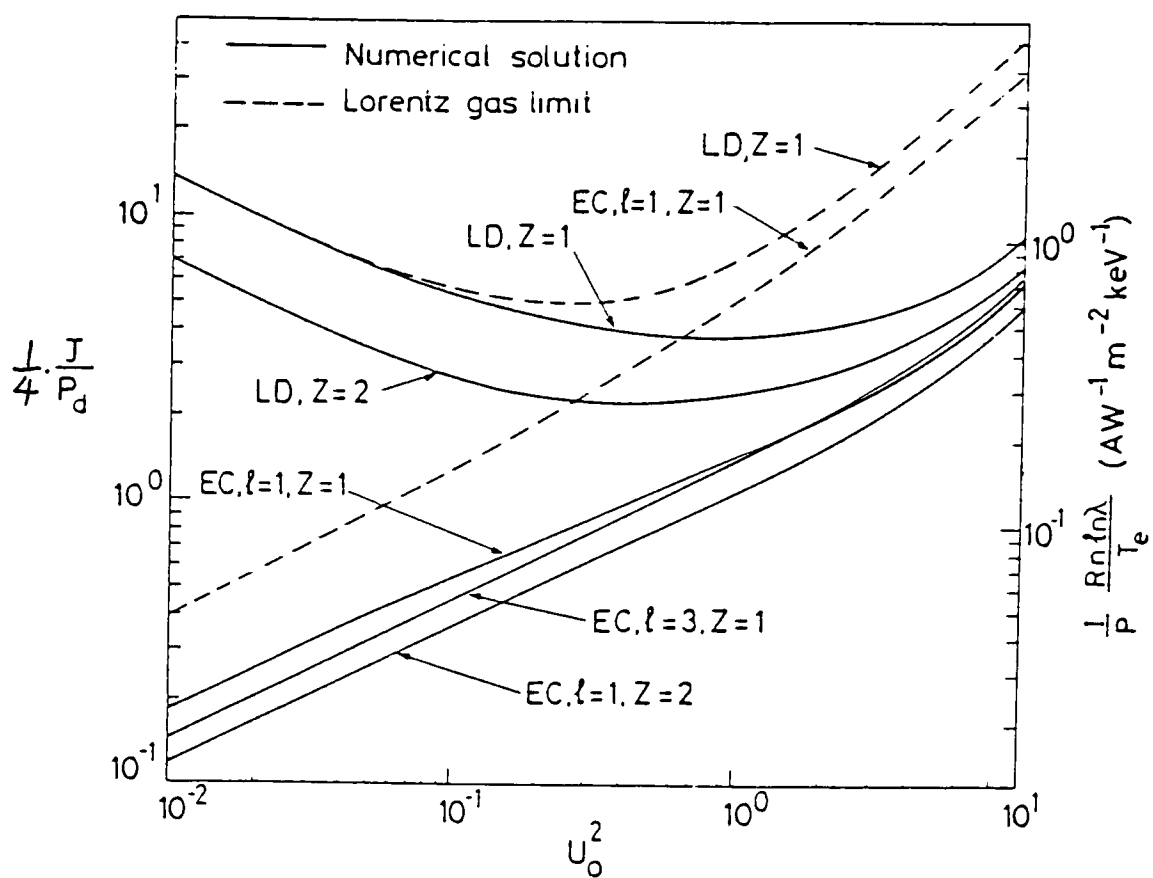


图 3.2

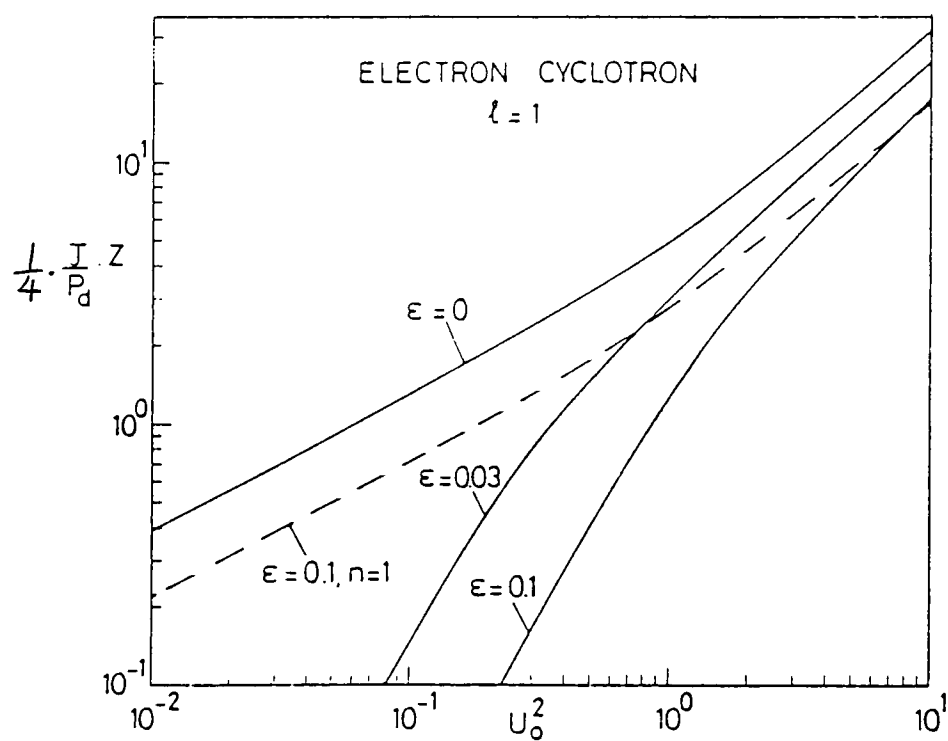


图 3.3



表 3.1     Non-Inductive Current Drive Schemes

---

R.F.-driven schemes

Slow waves  $\omega/k_{||} \ll V_e$

Compressional Alfvén wave

Shear Alfvén wave

Slow magnetosonic wave

Ion cyclotron resonance minority heating.

Fast waves  $\omega/k_{||} \gg V_e$

Lower hybrid

Fast magnetosonic wave

ECRH (electron cyclotron resonance heating)

Particle injection-driven schemes

Neutral injection of single and multiple charged ions

Relativistic electron beams

Hybrid schemes

ICRH and neutral injection

ICRH of the fusion product  $\alpha$ 's

Cyclic operation. This is Ohmic plus any other scheme.

Other schemes

Anisotropic reflection of synchrotron radiation

Selective loss of alphas

Rotating magnetic fields

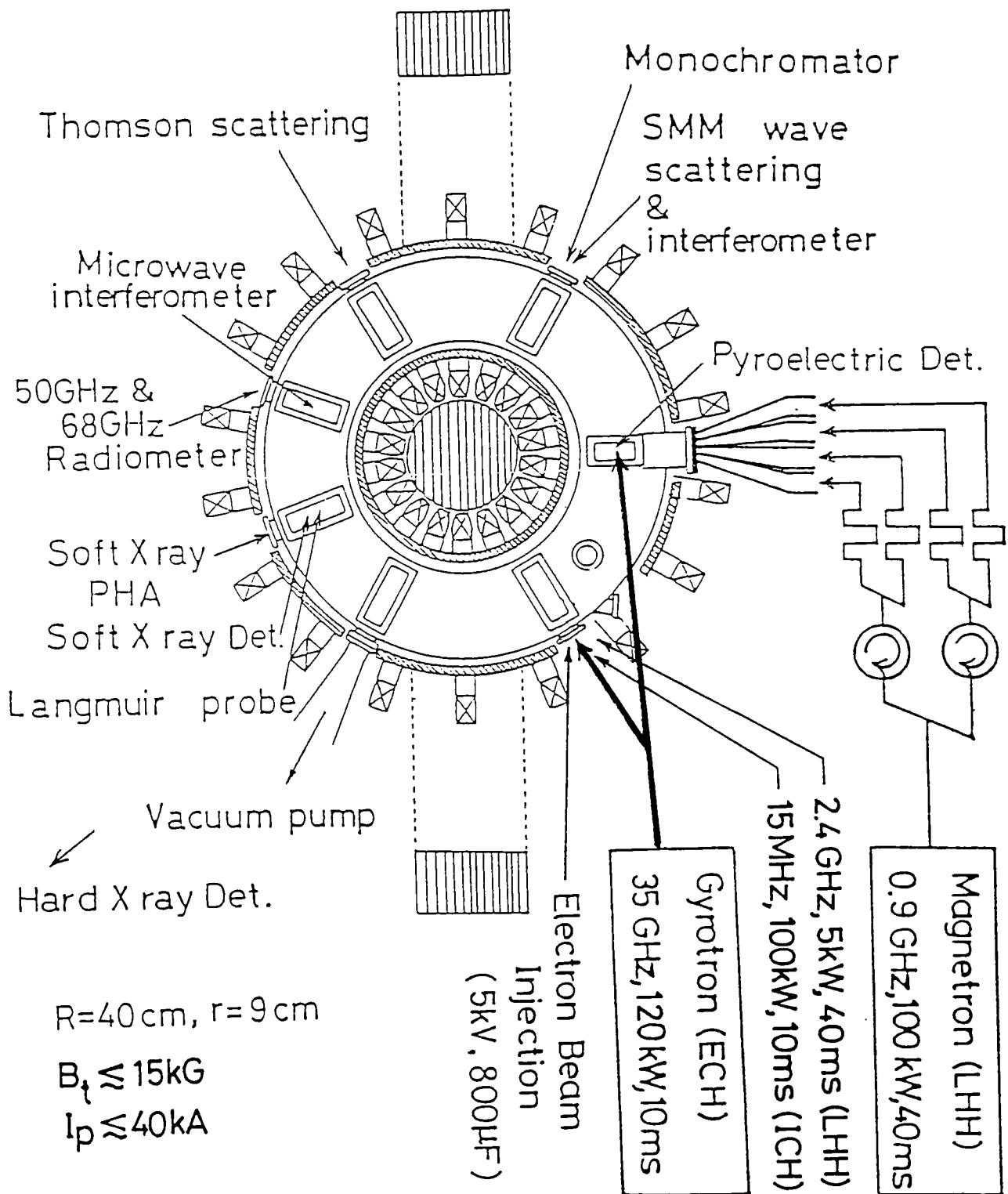
Voltage programming.

---

表 3.2      VALUES OF  $\alpha_l$  AND  $\beta_l$  IN EQUATION (3.26)

	$Z = 1$	2	4	8	16
$\alpha_1$	1.5	1.4	0.65	0.37	0.20
$\beta_1$	0.06	0.13	0.14	0.13	0.09
$\alpha_2$	1.05	1.0	0.66	0.40	0.21
$\beta_2$	0.14	0.17	0.17	0.13	0.10
$\alpha_3$	1.4	1.0	0.70	0.45	0.27
$\beta_3$	0.16	0.19	0.17	0.13	0.08

# WT-2 Tokamak



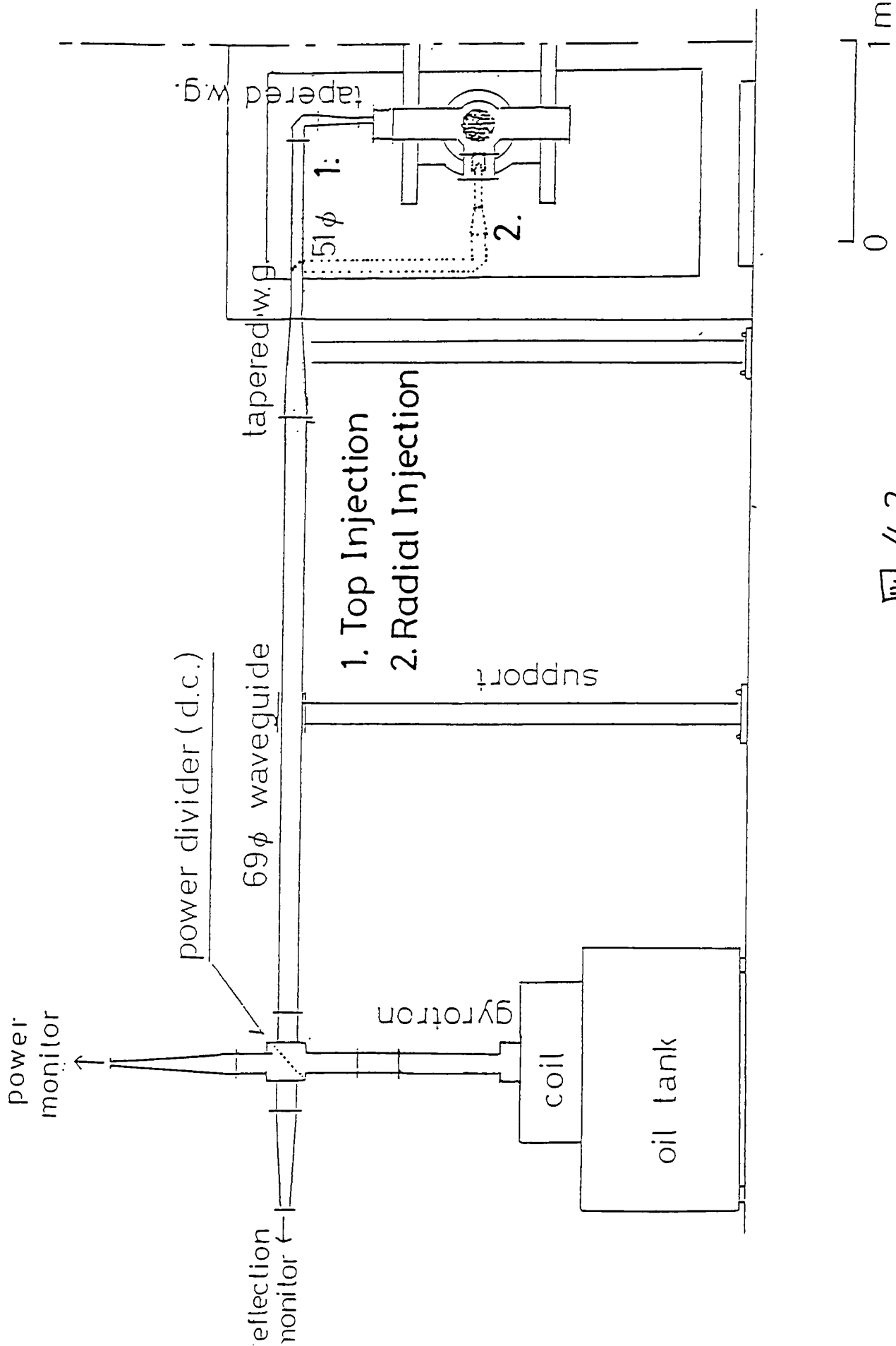


Fig 4.2

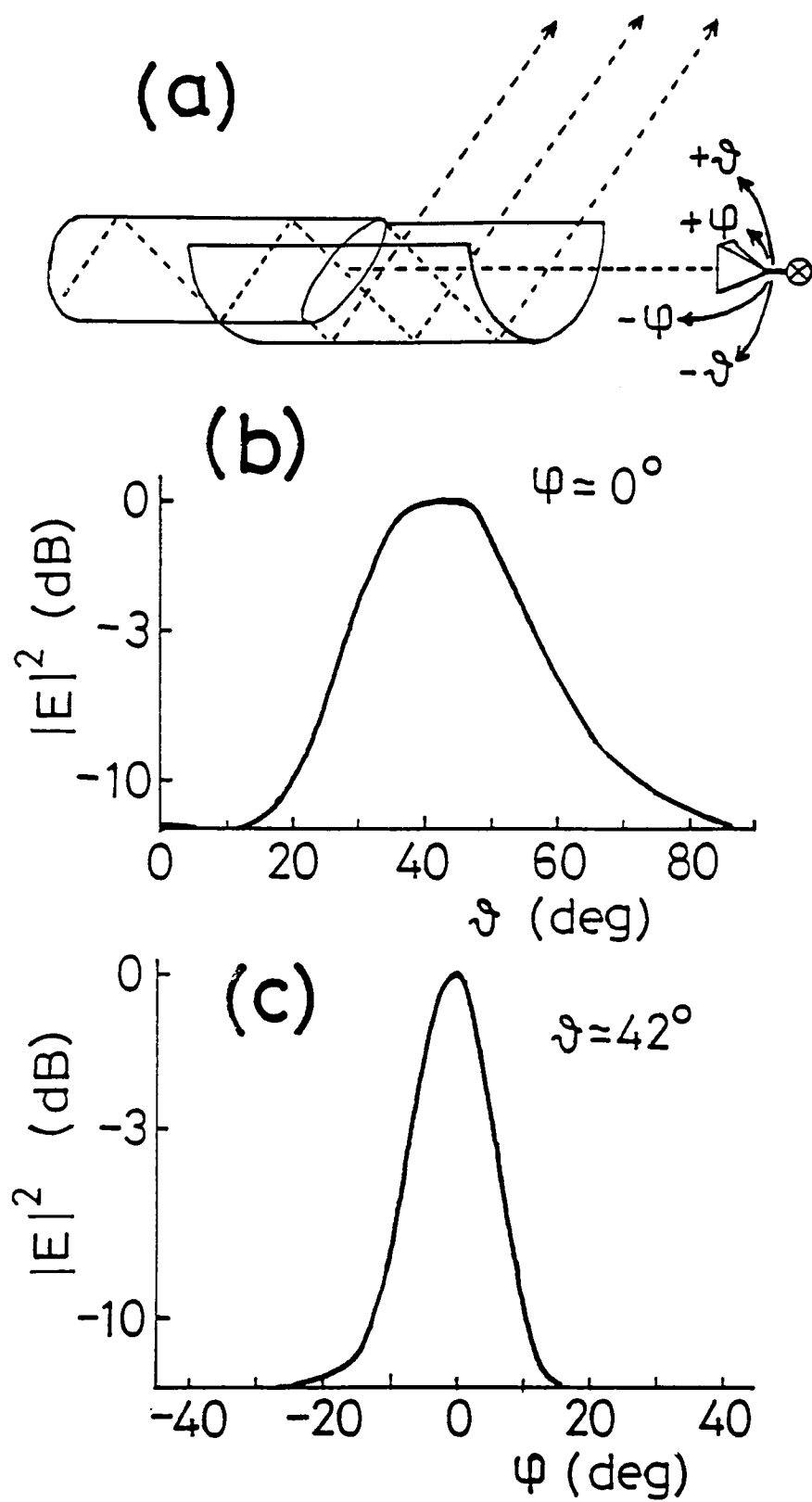
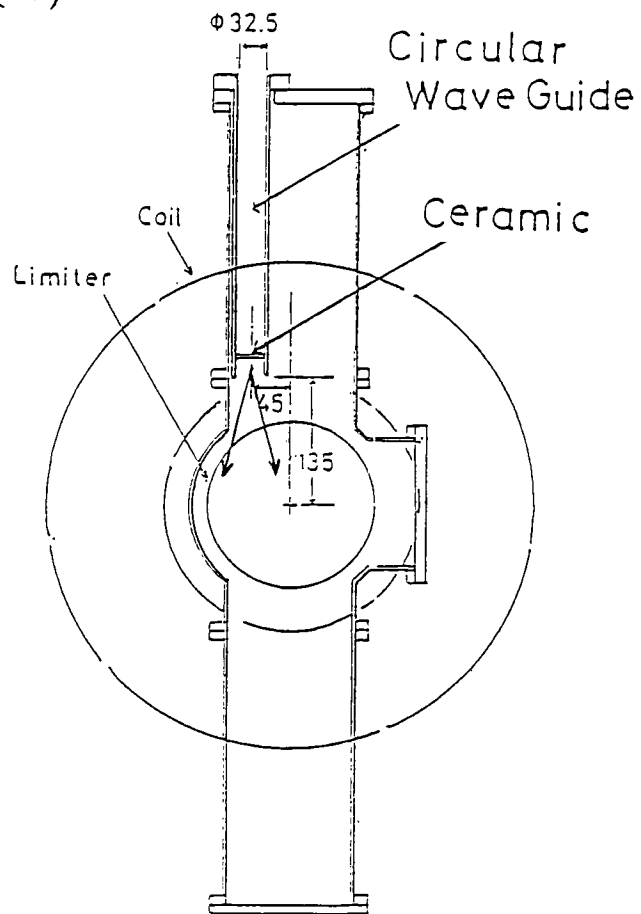
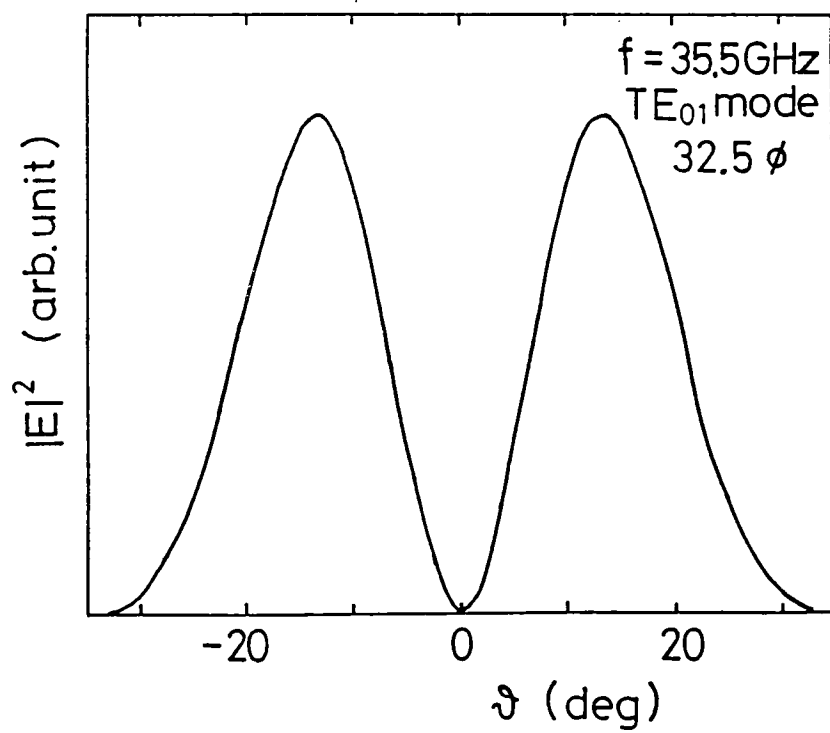


图 4.3

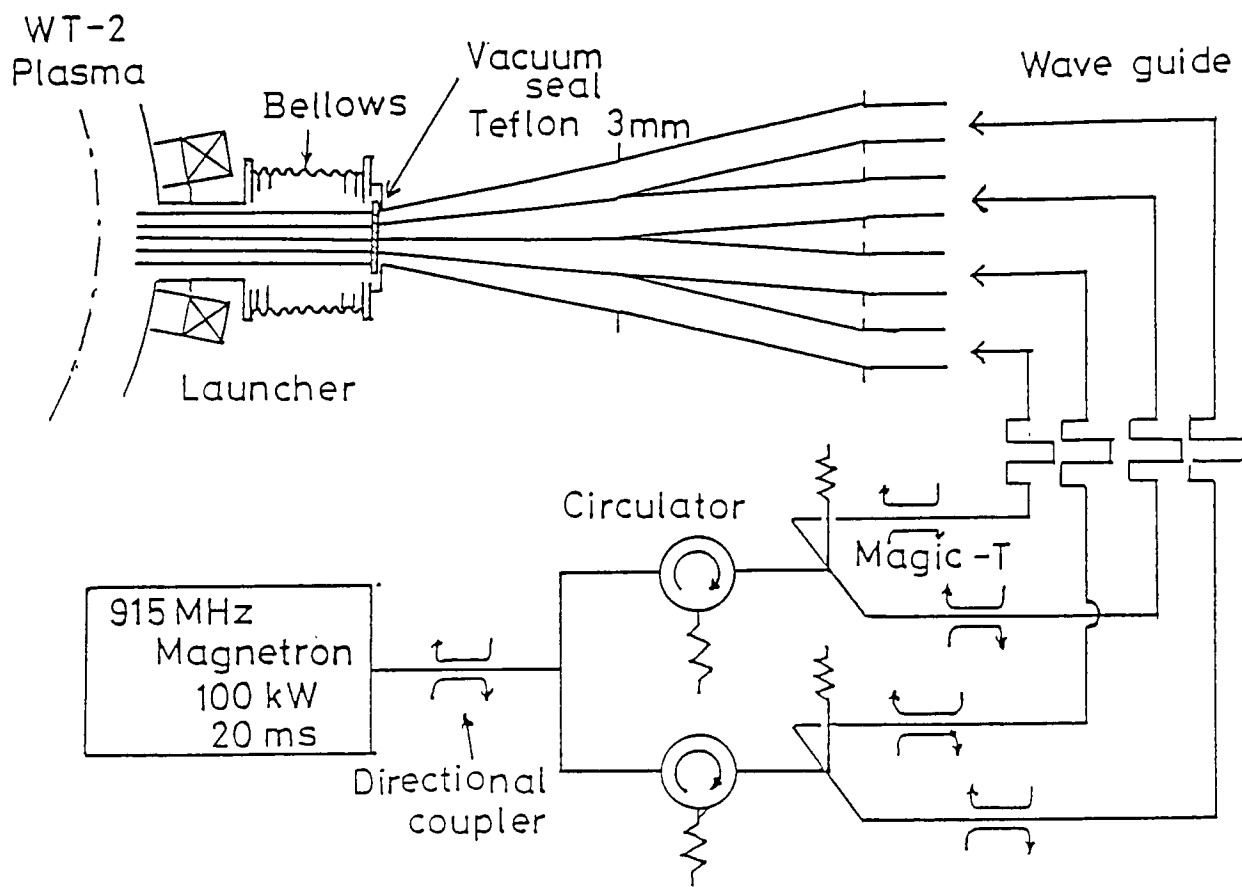
(a)



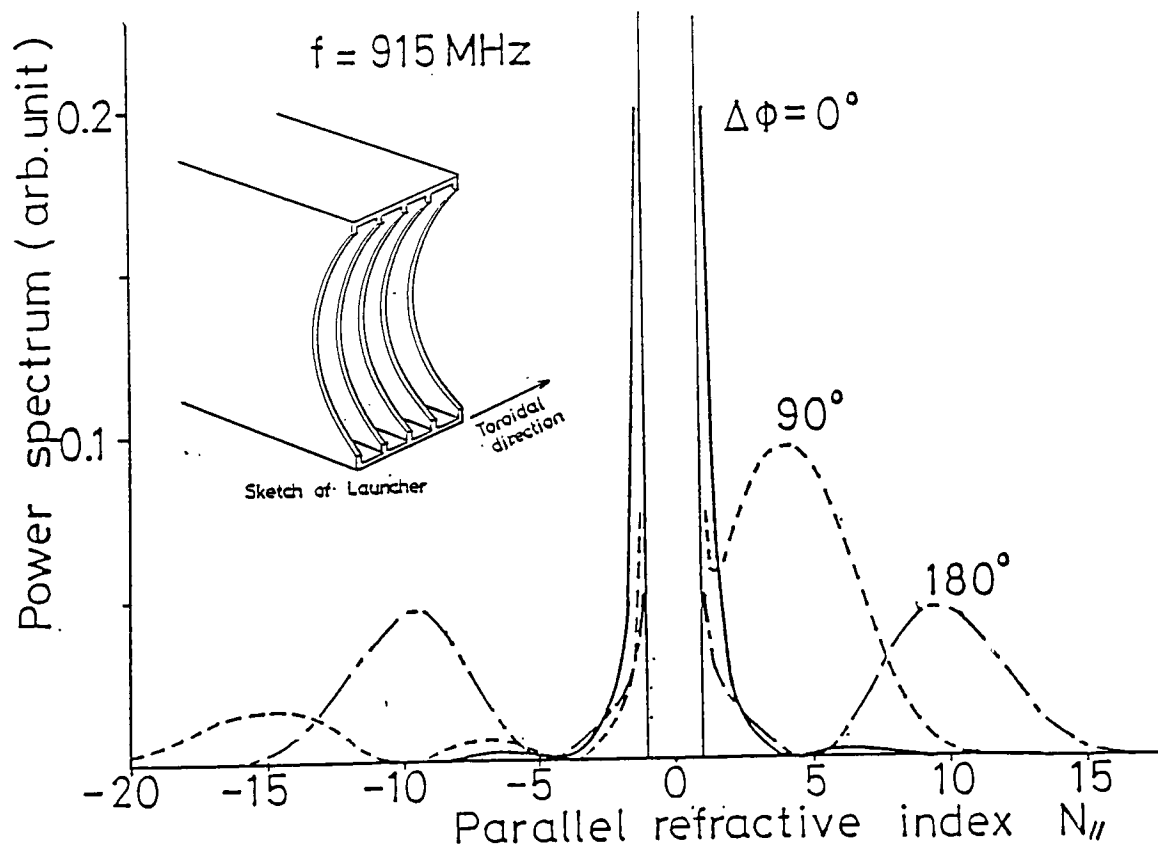
(b)



(a) Schematic view of RF system



(b) Power Spectrum



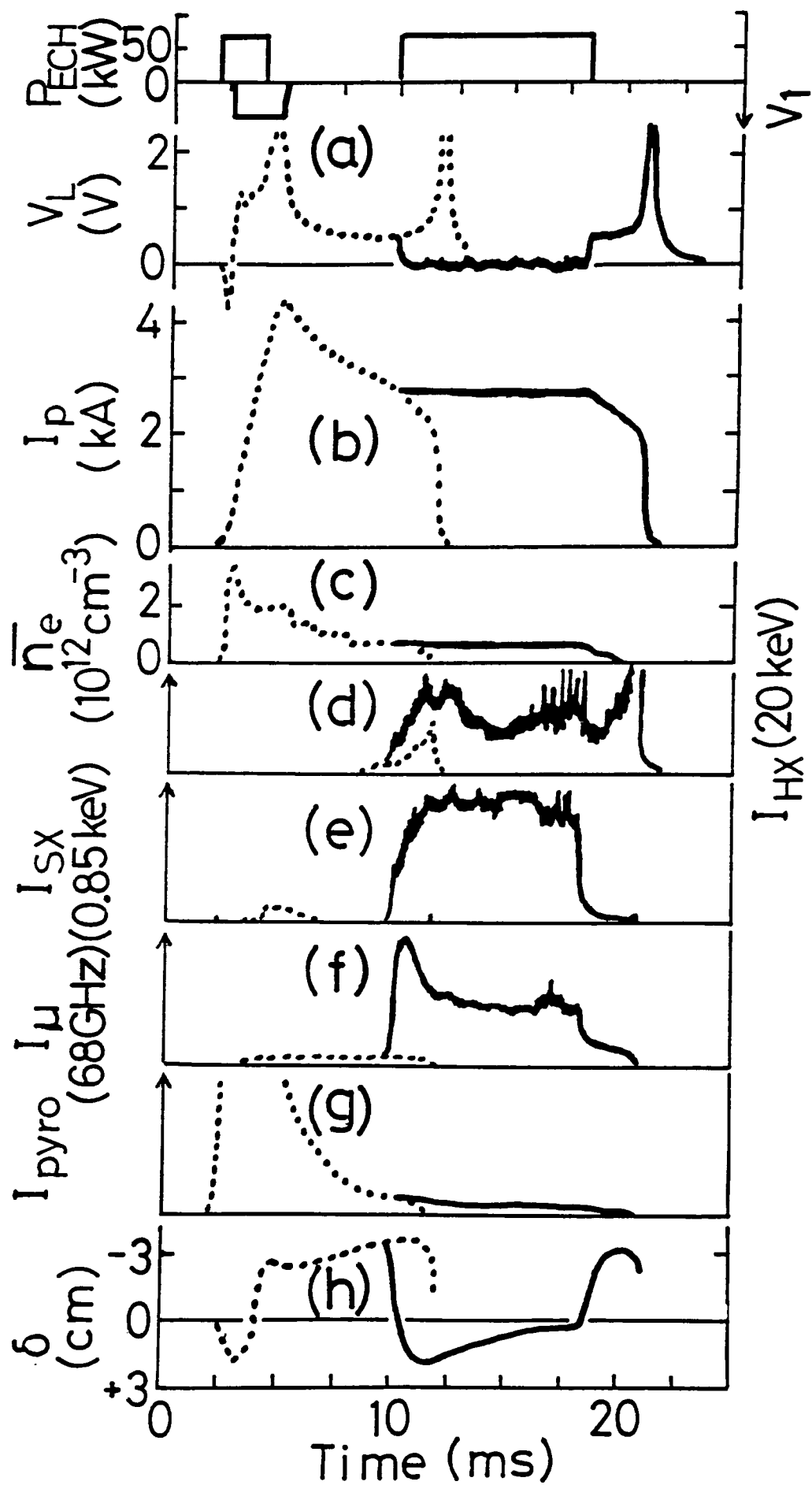
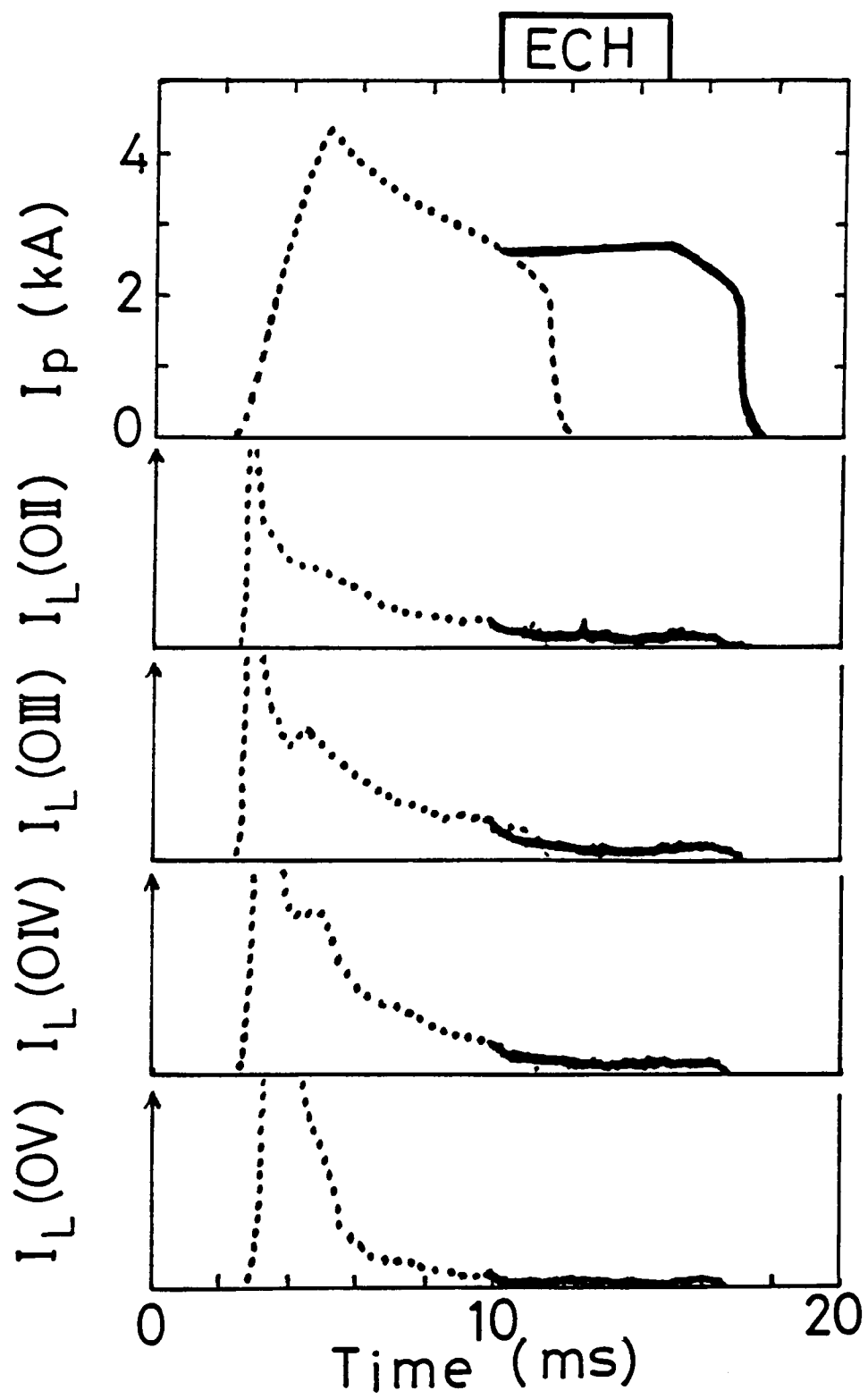
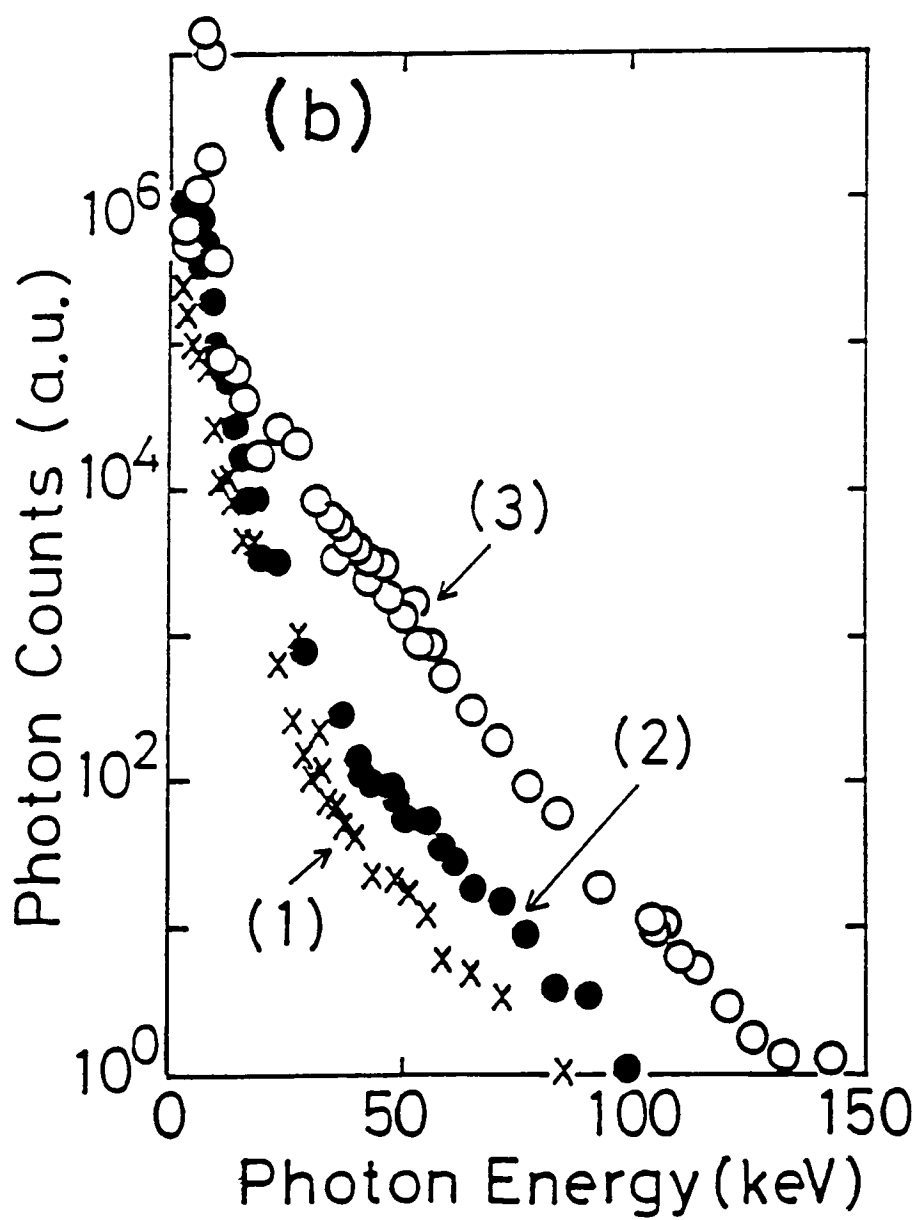
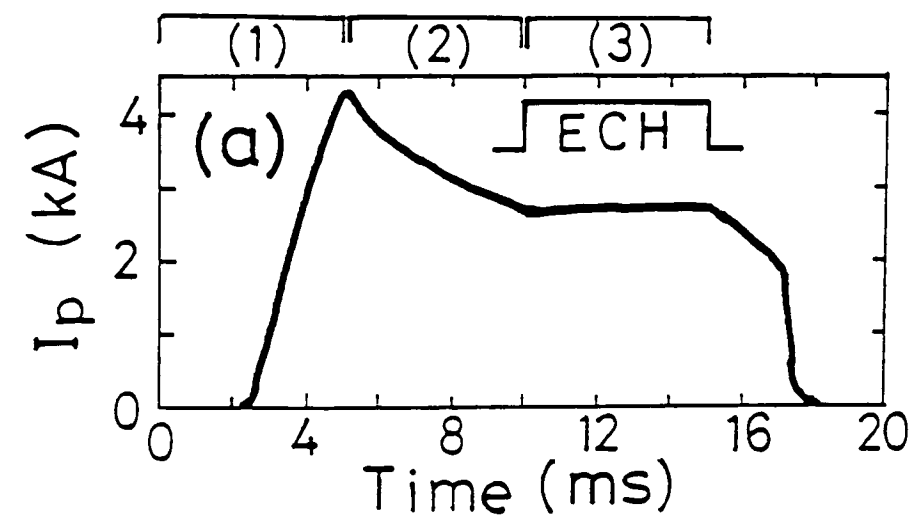


図 5.1







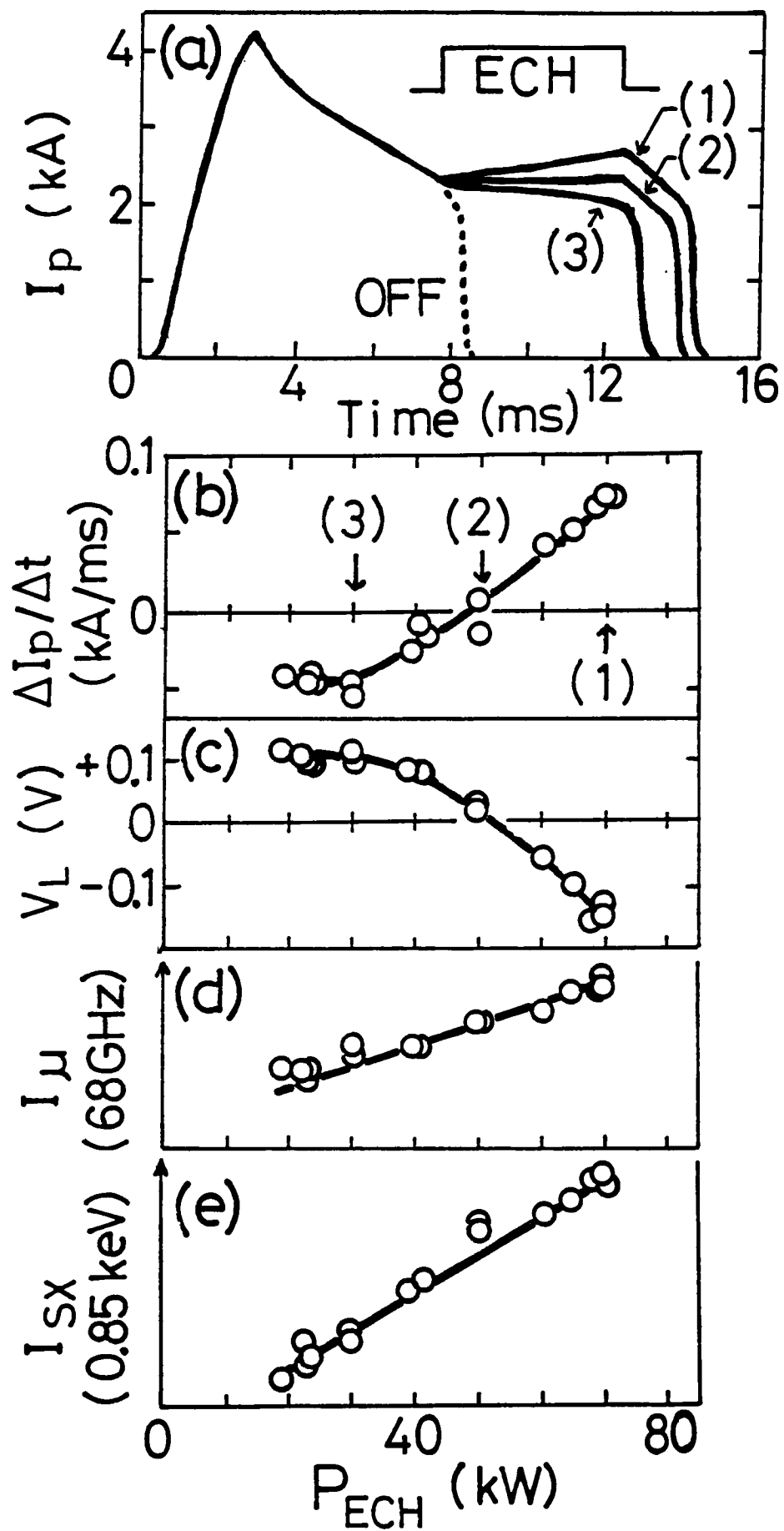


图 5.4

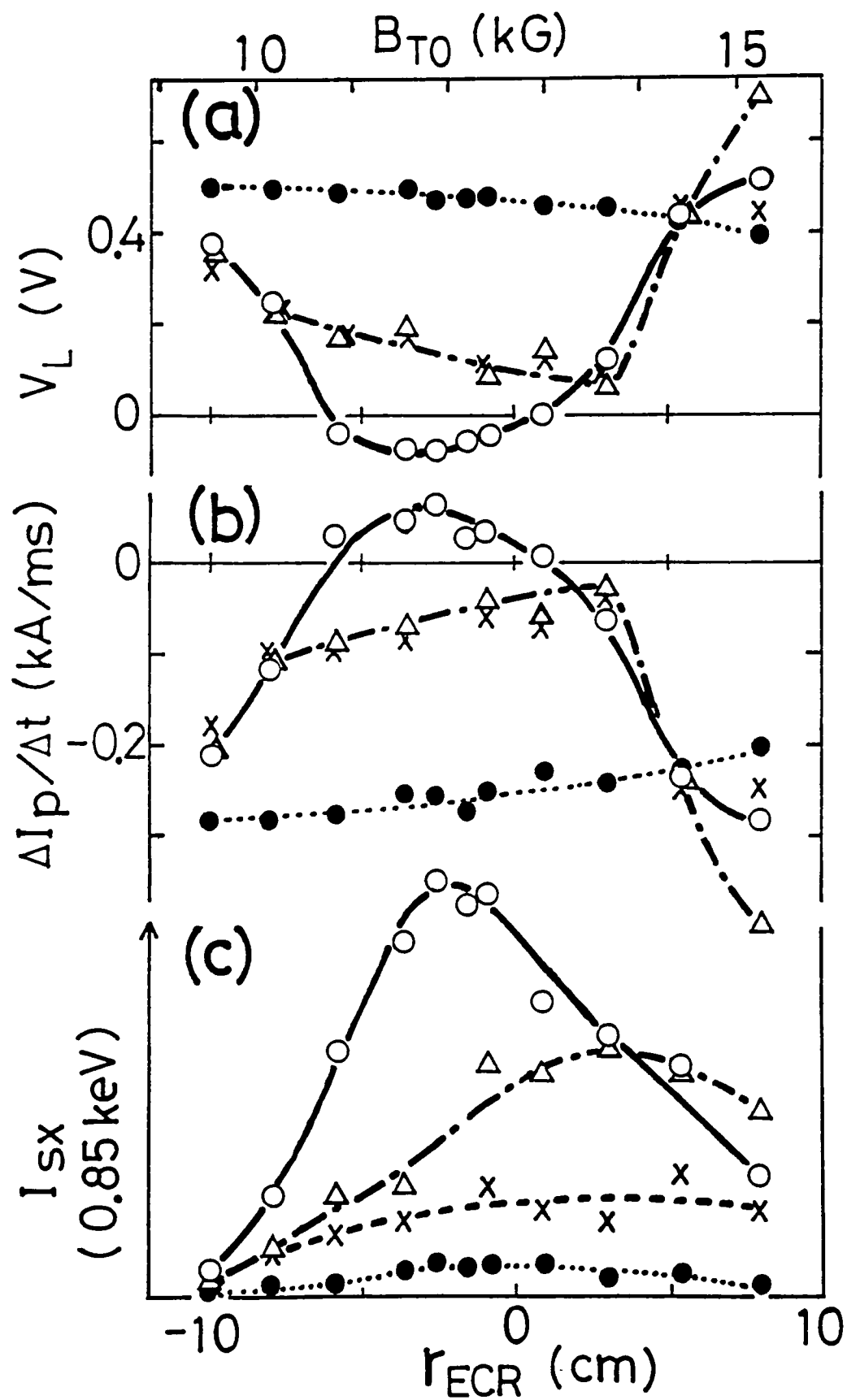
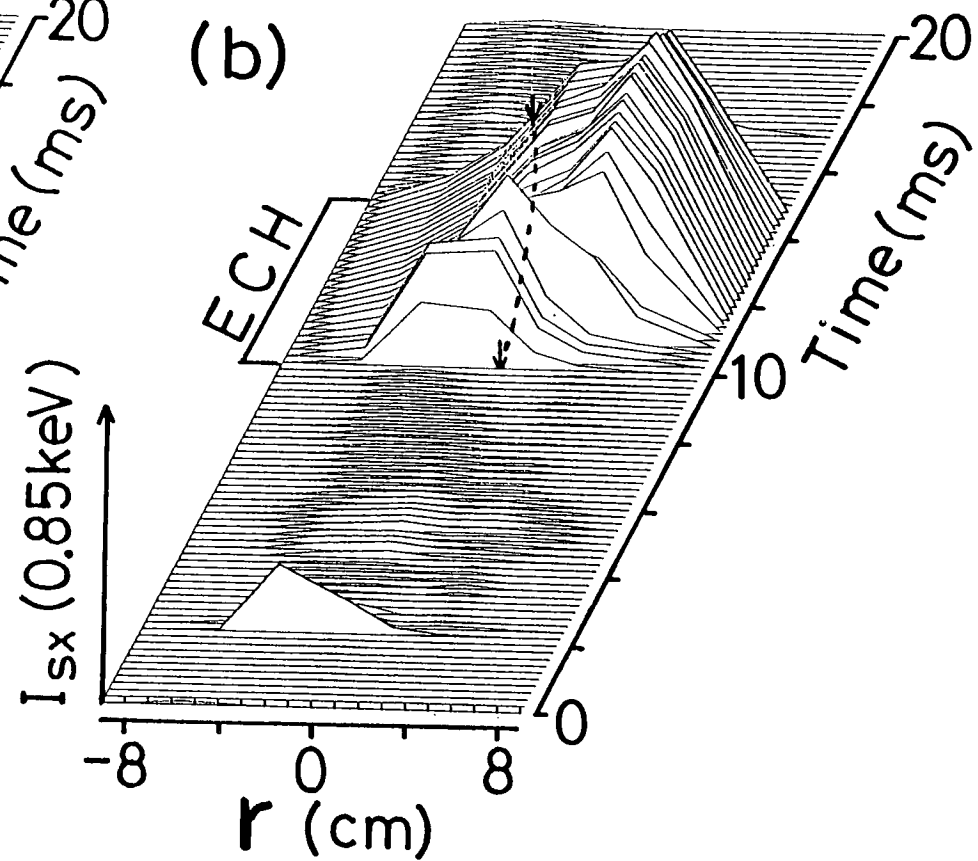
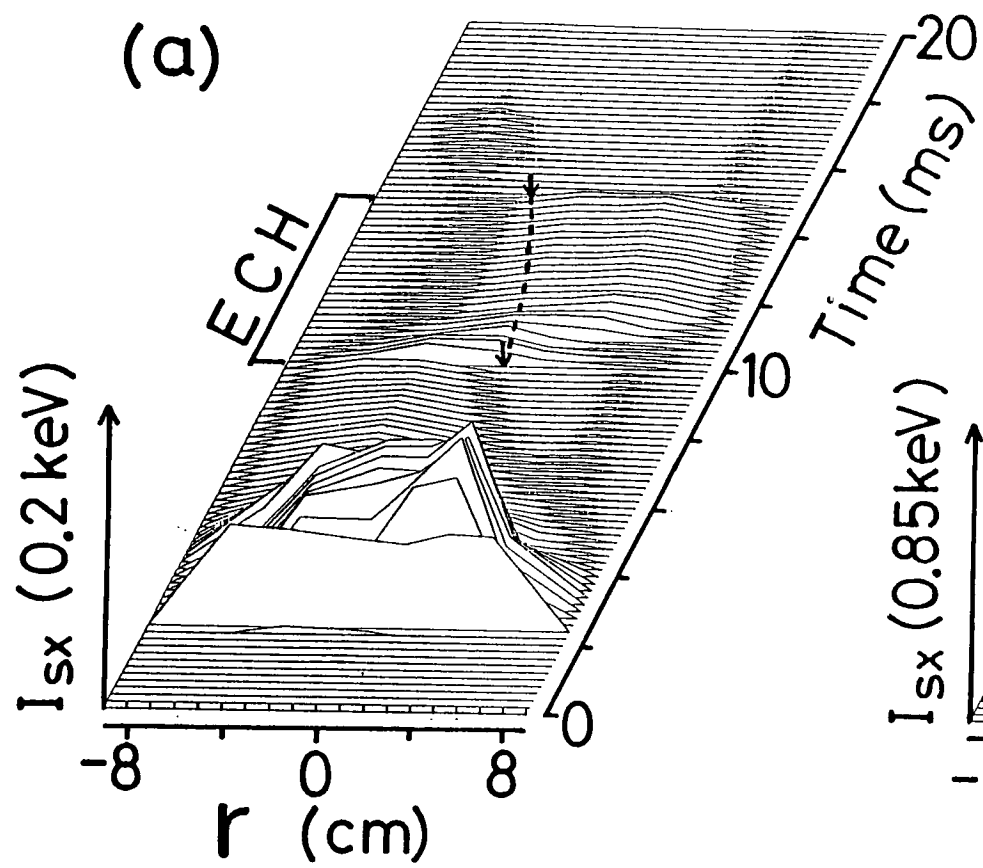


图 5.5



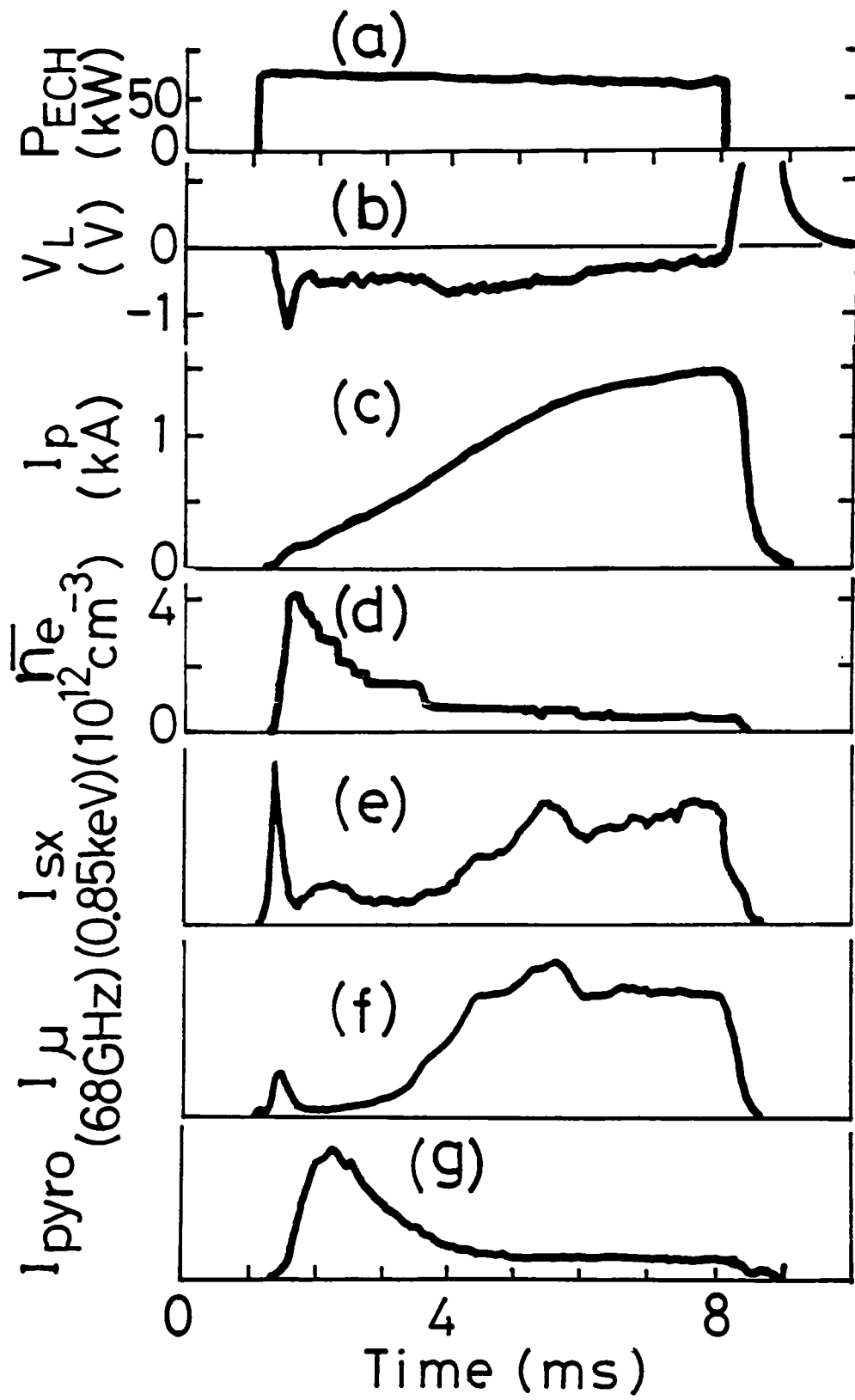
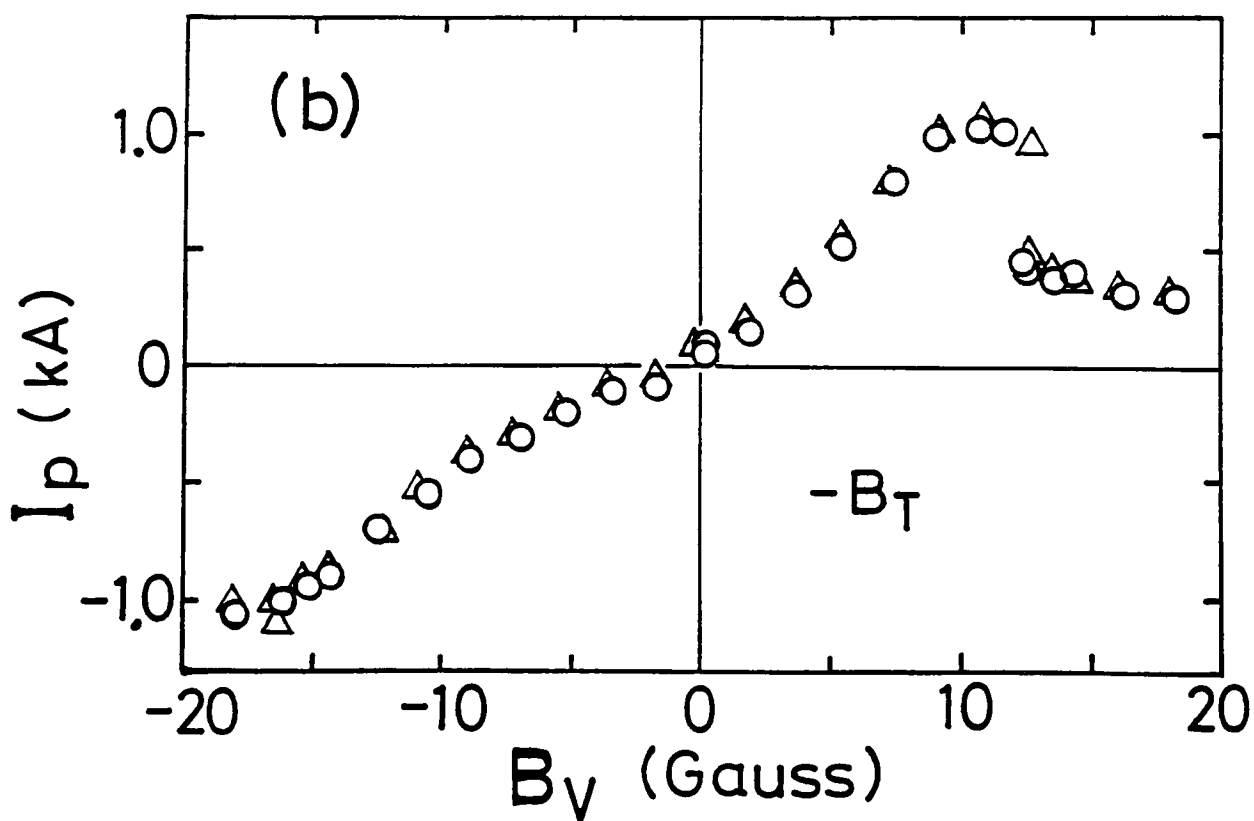
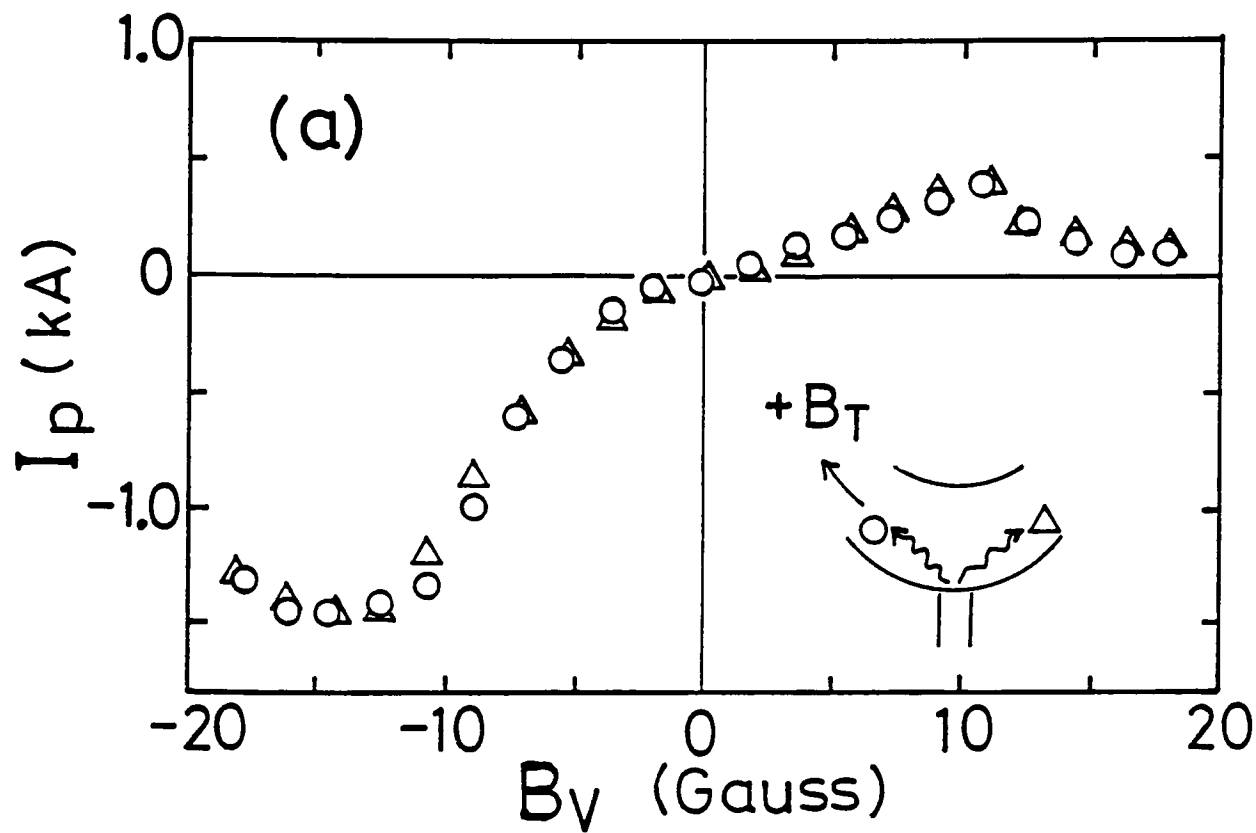


图 5.7



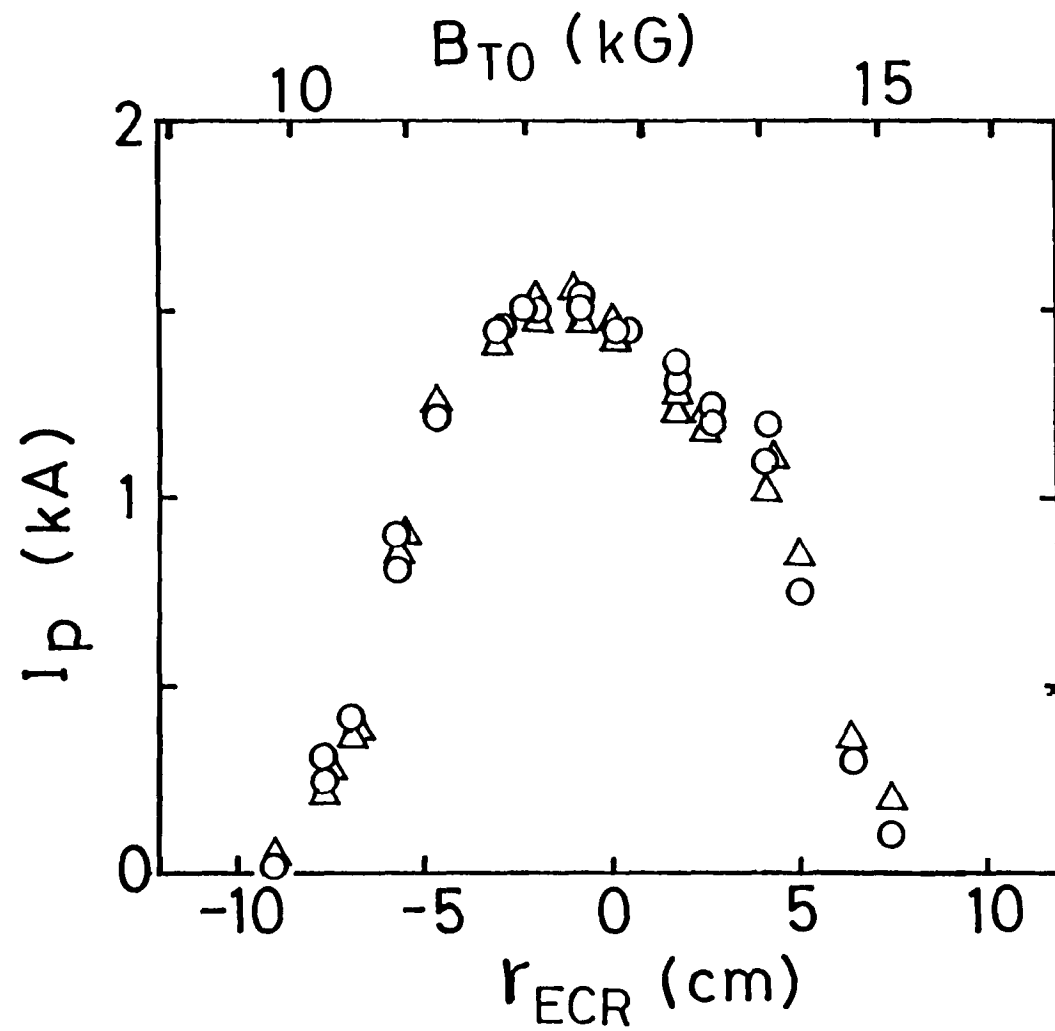


図 5.9



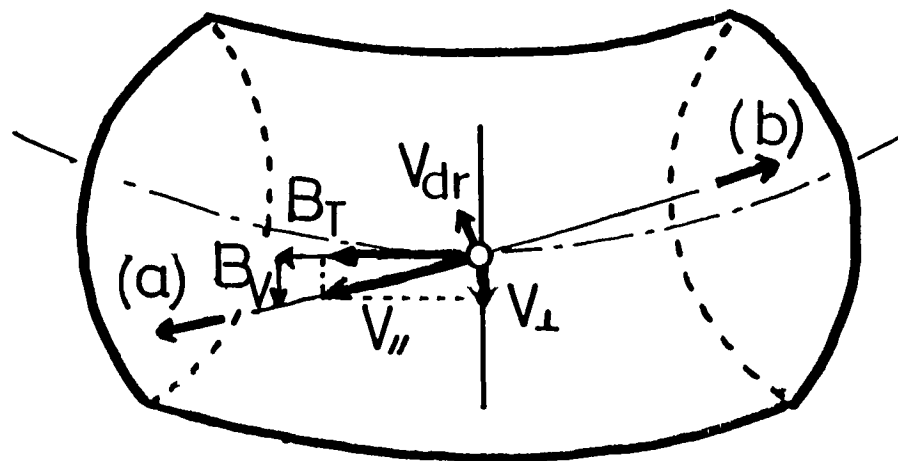
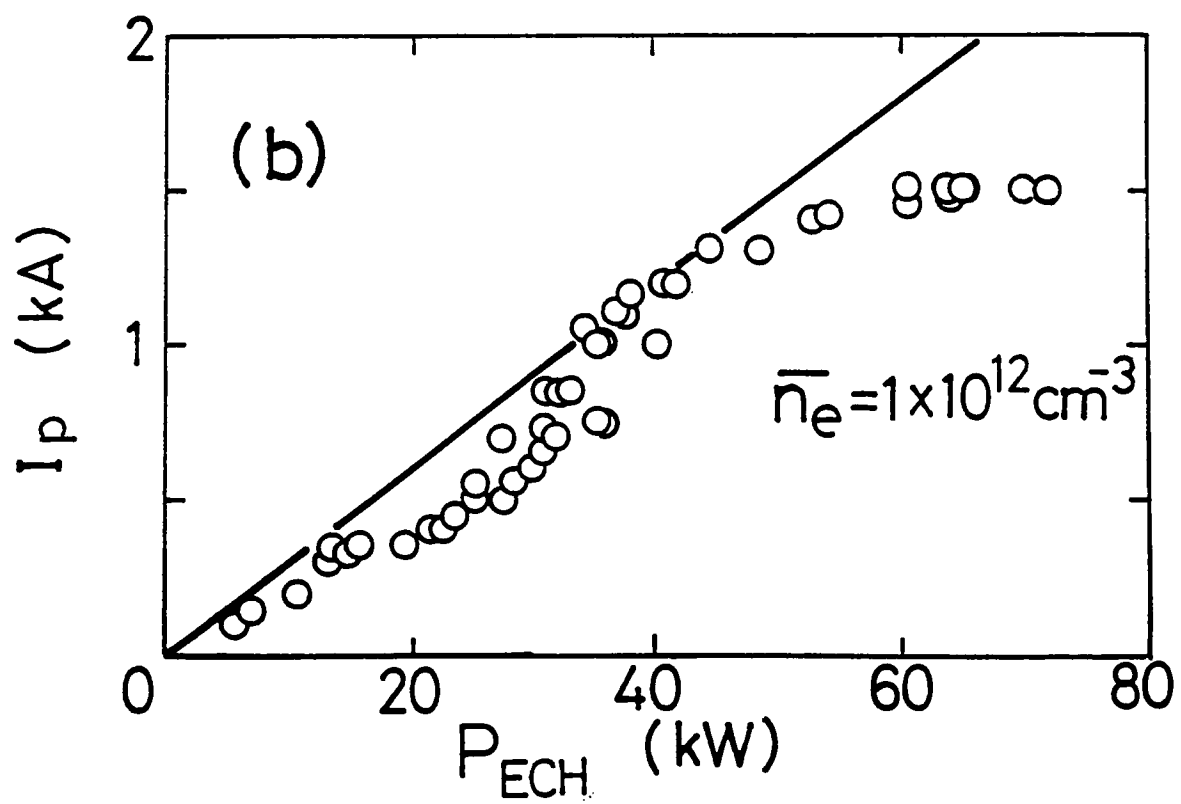
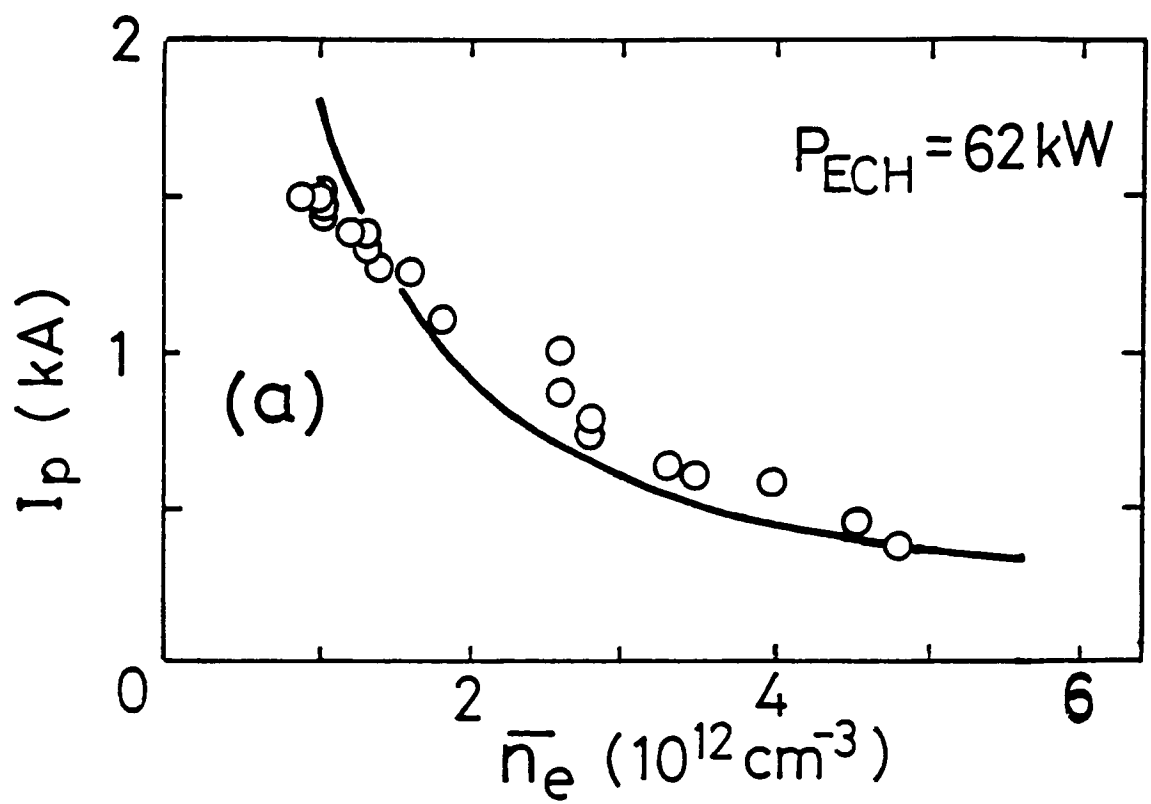
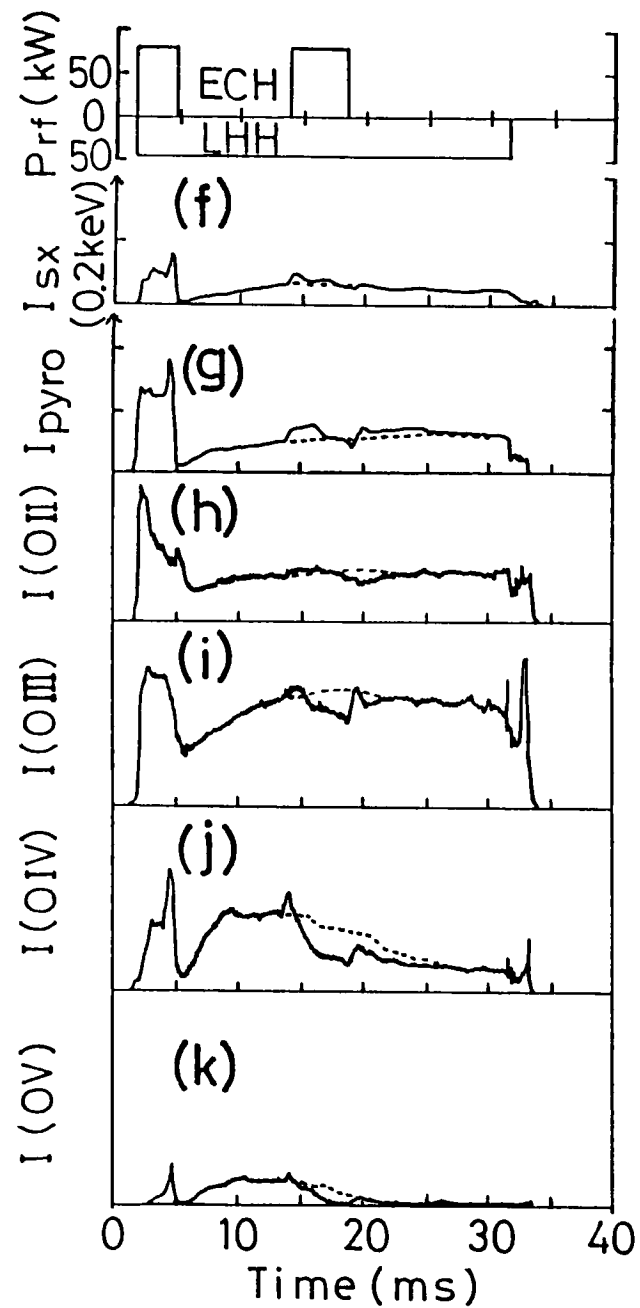
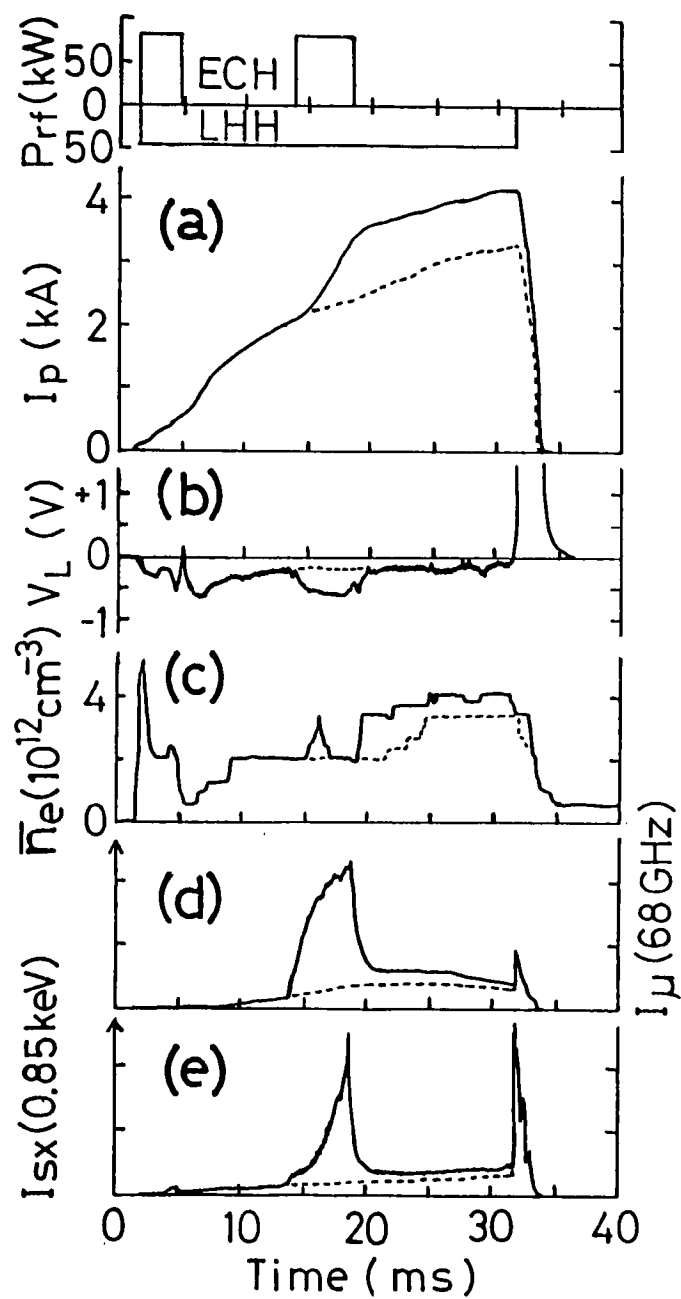
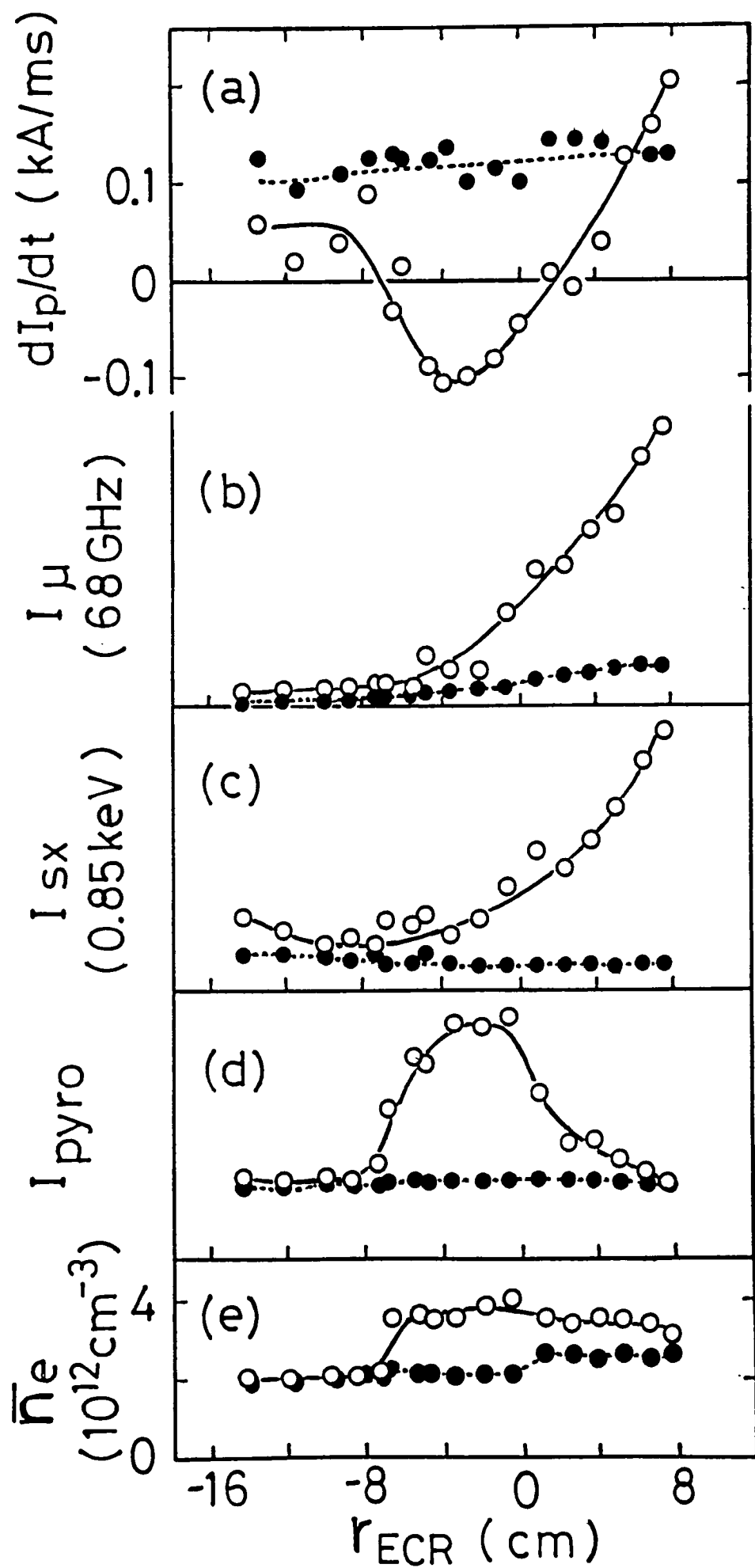


图 5.10







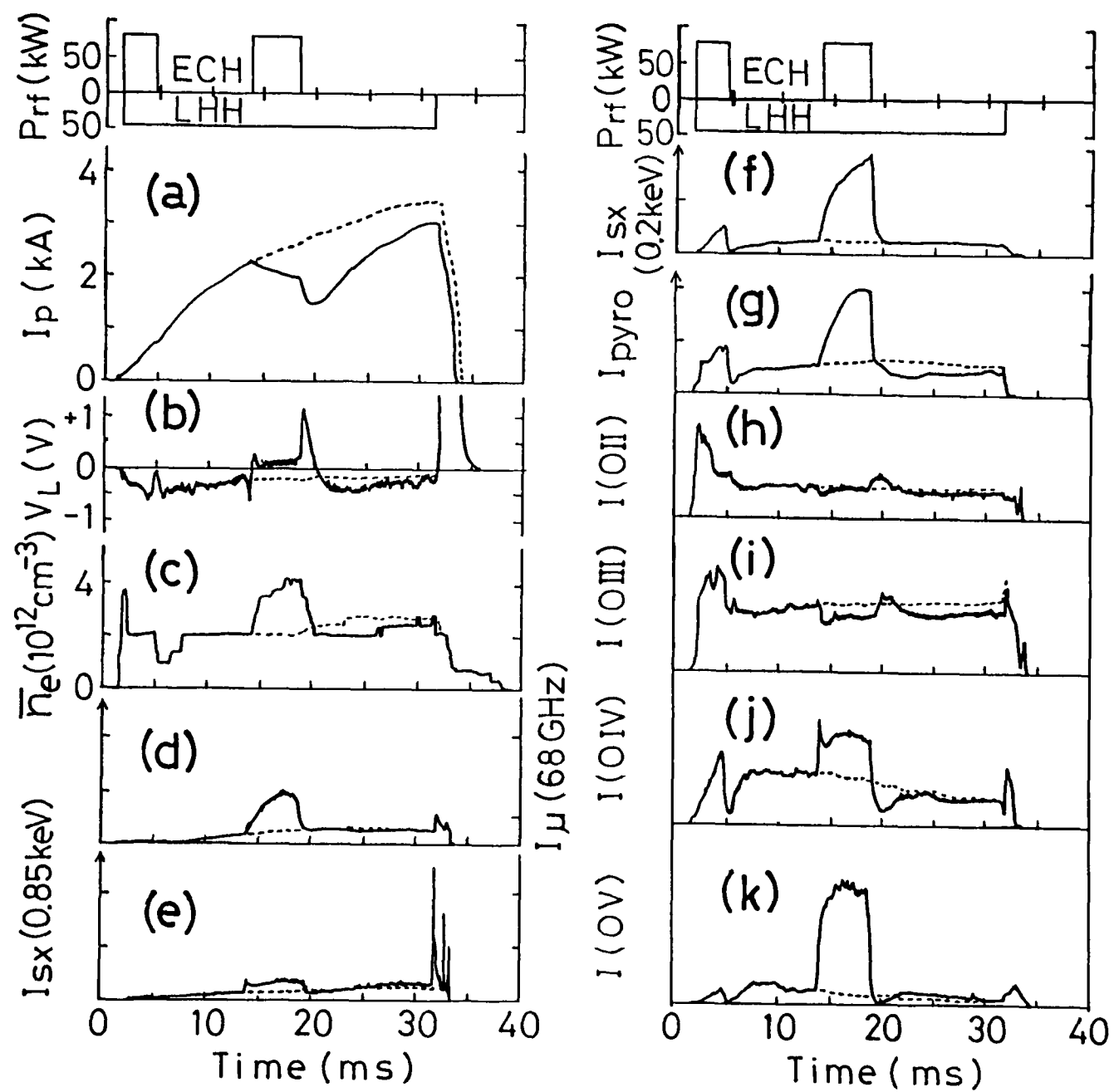
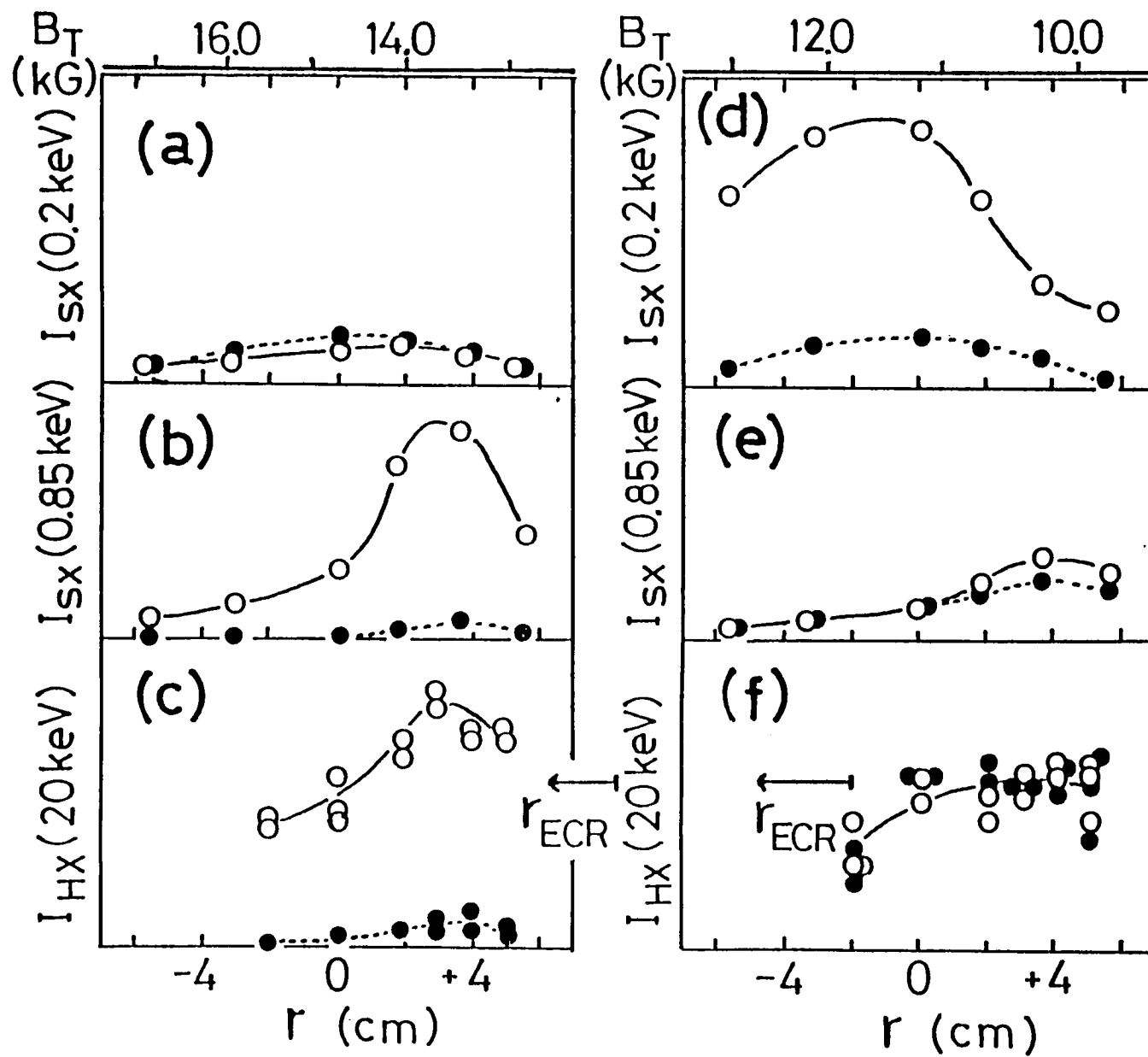
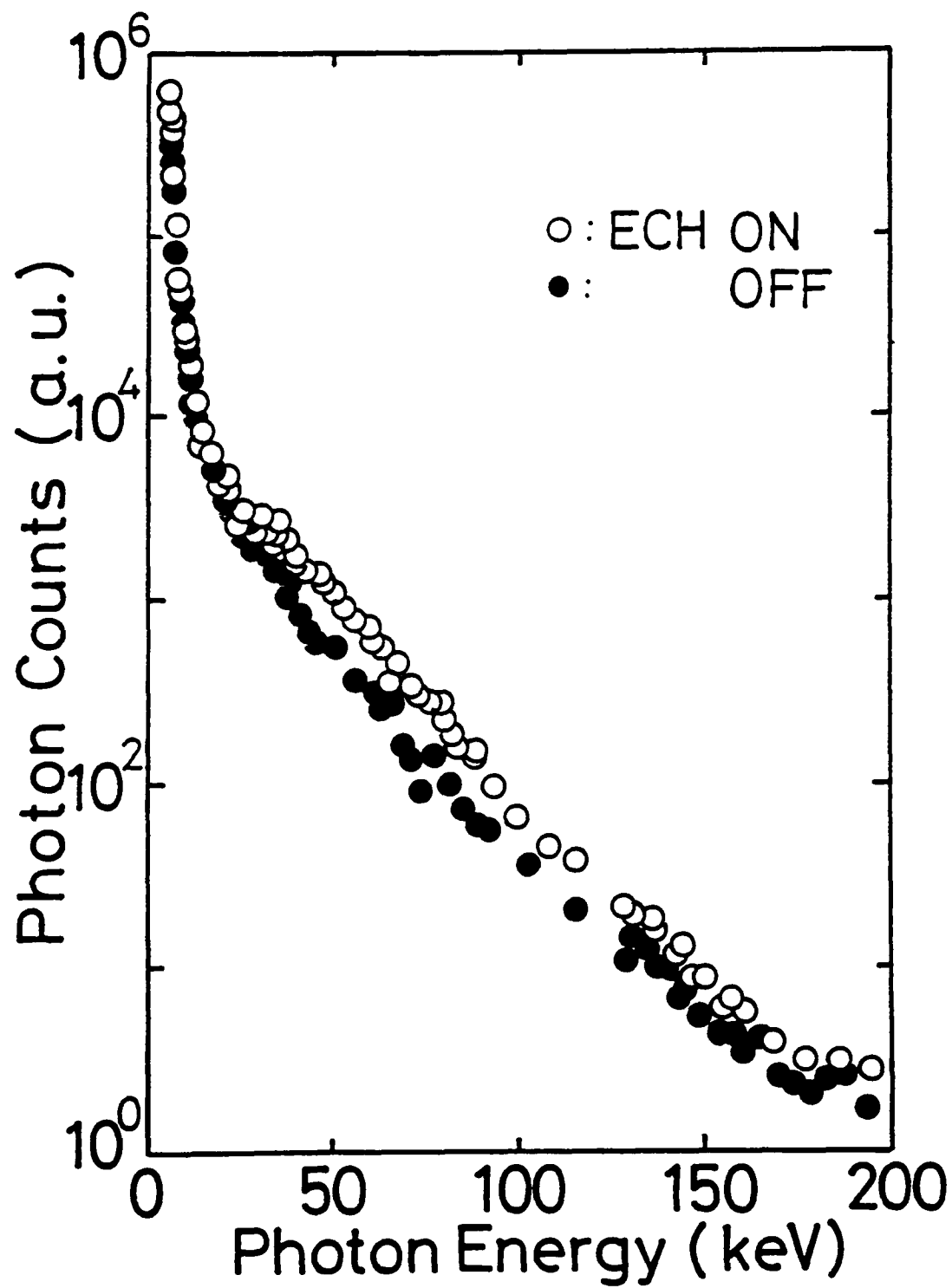
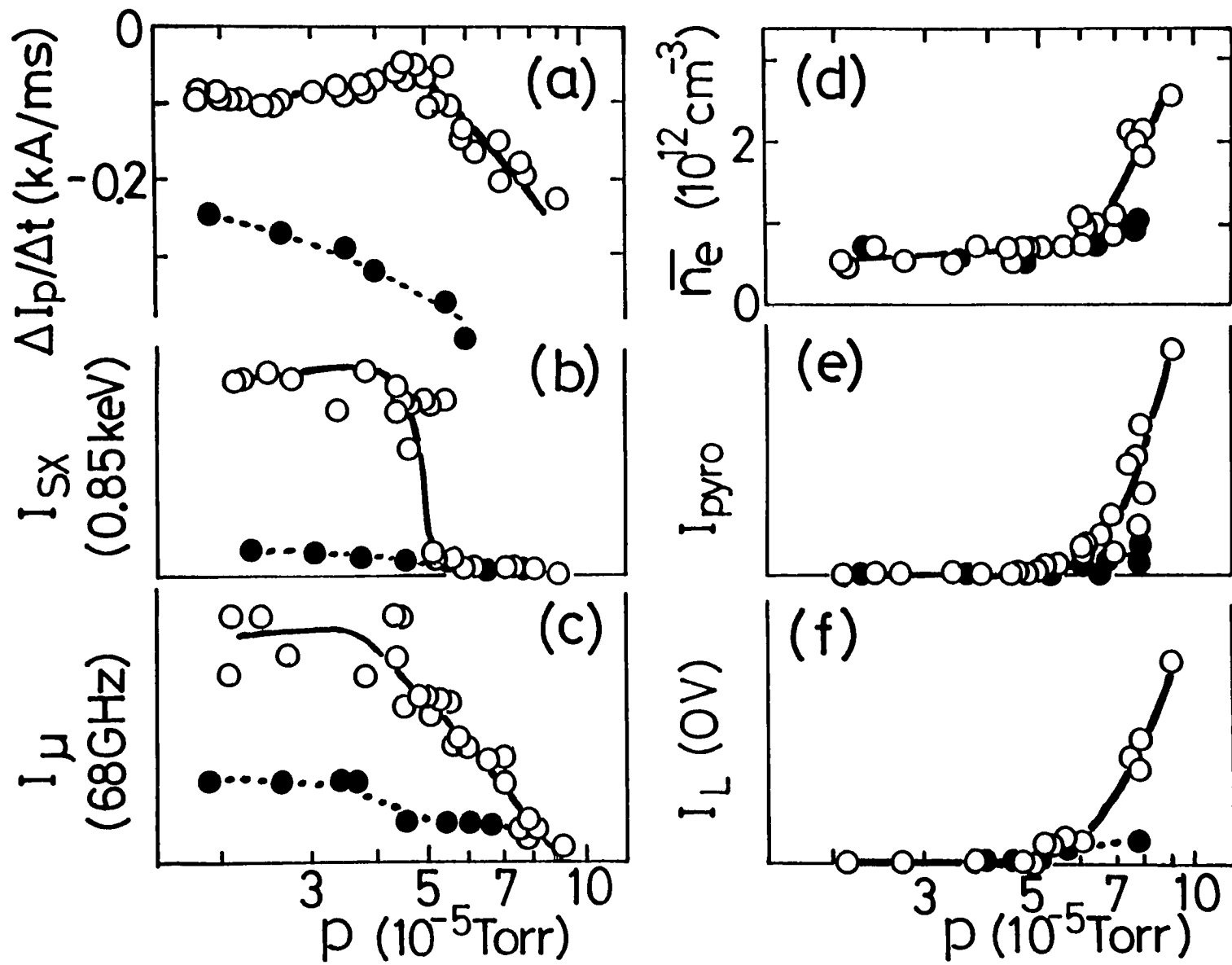


图 5.14









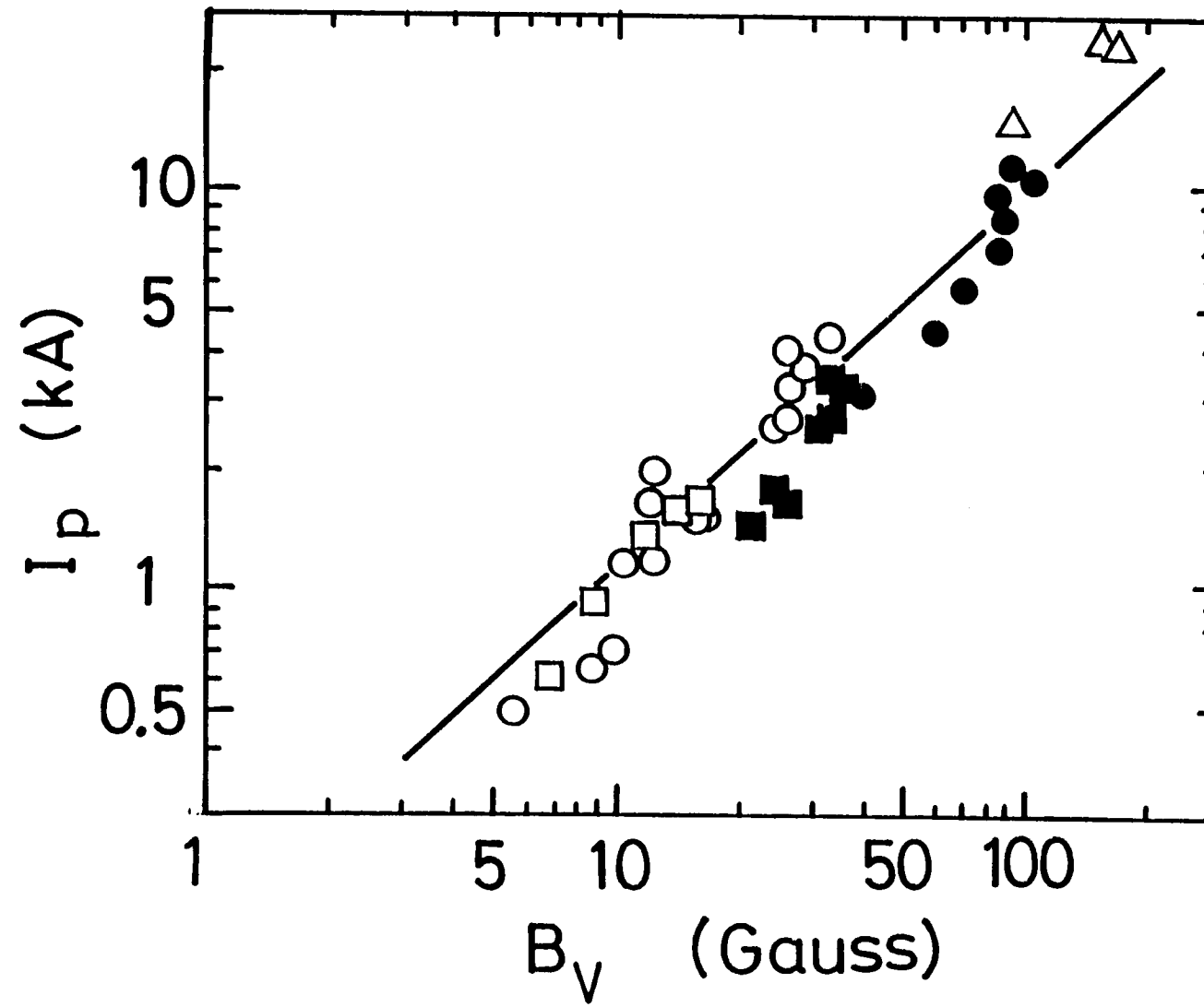


Fig 6.2

# Soft Xray Radial Profile

